



**You have downloaded a document from
RE-BUS
repository of the University of Silesia in Katowice**

Title: Ocena przydatności detektorów MOSFET w radioterapii

Author: Marcin Dybek

Citation style: Marcin Dybek. (2012). Ocena przydatności detektorów MOSFET w radioterapii. Praca doktorska. Katowice : Uniwersytet Śląski

© Korzystanie z tego materiału jest możliwe zgodnie z właściwymi przepisami o dozwolonym użytku lub o innych wyjątkach przewidzianych w przepisach prawa, a korzystanie w szerszym zakresie wymaga uzyskania zgody uprawnionego.



UNIwersYTET ŚLĄSKI
W KATOWICACH



Biblioteka
Uniwersytetu Śląskiego



Ministerstwo Nauki
i Szkolnictwa Wyższego



UNIWERSYTET ŚLĄSKI
W KATOWICACH
Wydział Matematyki, Fizyki i Chemii
Instytut Fizyki

MARCIN DYBEK

Ocena przydatności detektorów MOSFET w radioterapii

ROZPRAWA DOKTORSKA

Praca napisana pod kierunkiem
dr hab. Beaty Kozłowskiej

Katowice, 2012

*...” mistrz nie jest kimś, kto czegoś uczy, mistrz to ktoś, kto zachęca ucznia
do dołożenia wszelkich starań, aby odkrył to, o czym już wie”...*

Paulo Coelho

Serdeczne podziękowania

*Pani dr hab. Beacie Kozłowskiej za wszechstronną pomoc,
za rady i wskazówki udzielone przy pisaniu niniejszej pracy,
za cierpliwość i wyrozumiałość oraz wsparcie w trudnych chwilach.*

*...” Kształtować umysły, nie nadając im kształtów jednakowych,
wzbogacać je bez indoktrynacji, uzbrajać, ale nie werbować,
dawać im to co mamy najlepszego, nie oczekując zapłaty
w postaci upodobnienia się”...*

Jean Rostand

W podziękowaniu

*Panu dr Włodzimierzowi Łobodźcowi za życzliwość i merytoryczną pomoc,
bez których niniejsza praca nigdy by nie powstała, a które trudno opisać
w krótkiej formule dedykacji.*

Spis treści

Słownik skrótów..... 9

Wstęp..... 11

Cel pracy..... 15

1. Wiązki fotonów i elektronów wytwarzane w akceleratorach liniowych..... 16

1.1 Akcelerator liniowy 16

1.2 Krzywa rozkładu dawki w osi centralnej wiązki megawoltowej 20

1.2.1 Dawka powierzchniowa 21

1.2.2 Obszar narastania dawki 22

1.2.3 Głębokość dawki maksymalnej d_{max} 23

1.2.4 Dawka wyjściowa..... 23

1.3 Profil wiązki promieniowania..... 23

1.4 Współczynniki jakości promieniowania dla wiązek fotonów i elektronów wytwarzanych w akceleratorach liniowych..... 26

1.4.1 Współczynnik TPR..... 26

1.4.2 Współczynnik jakości promieniowania – wiązki fotonów..... 28

1.4.3 Współczynnik jakości promieniowania – wiązki elektronów..... 29

2. Detektory promieniowania jonizującego oraz metody pomiaru dawki..... 31

2.1 Detektory promieniowania jonizującego stosowane w radioterapii..... 31

2.1.1 Oddziaływanie promieniowania jonizującego z materią..... 34

2.1.2 Komory jonizacyjne 36

2.1.3 Detektory półprzewodnikowe..... 39

2.1.3.1 Diody krzemowe..... 39

2.1.3.2 Detektory typu MOSFET 40

2.1.4 Detektory termoluminescencyjne..... 40

2.2 Warunki referencyjne wyznaczenia dawki 43

2.2.1 Określenie dawki w wodzie dla wiązek fotonowych w zakresie energii 1 – 50 MV 43

2.2.2 Określenie dawki w wodzie dla wiązek elektronowych w zakresie energii 3 – 50 MeV..... 45

2.3 Metody pomiaru dawki..... 47

2.3.1 Dawka wejściowa..... 47

2.3.2 Dawka na dowolnej głębokości..... 50

2.3.3 Dawka wyjściowa 51

3. Podstawy fizyczne detektorów półprzewodnikowych.....	53
3.1 Cechy detektorów stosowanych w dozymetrii promieniowania jonizującego	53
3.2 Detektory półprzewodnikowe.....	55
3.3 Tranzystory polowe.....	59
3.4 Struktura detektorów typu MOSFET.....	62
3.5 Właściwości detektorów półprzewodnikowych typu MOSFET.....	65
4. Badania charakterystyk detektorów MOSFET – pomiary fantomowe.....	68
4.1 Metody kalibracji detektorów typu MOSFET.....	70
4.1.1 Techniki standardowe.....	70
4.1.2 Techniki konformalne.....	74
4.2 Zależność wskazań detektora od jakości promieniowania.....	75
4.3 Zależność liniowa wskazań detektorów.....	77
4.4 Zależność wskazań detektorów od temperatury	80
4.5 Zależność wskazań detektorów od kierunku padania wiązki promieniowania.....	83
4.6 Zależność wskazań detektorów od wielkości napromienianego pola.....	86
4.7 Zależność odpowiedzi detektorów MOSFET od wartości dawki skumulowanej	90
4.8 Współczynnik kalibracji detektorów.....	92
4.9 Ocena niepewności pomiaru dawki.....	101
5. Zastosowanie detektorów MOSFET w radioterapii.....	106
5.1 Weryfikacja algorytmów obliczeniowych zaimplementowanych w systemach planowania leczenia – pomiary fantomowe.....	107
5.2 Dozymetria <i>IN VIVO</i> w technikach standardowych.....	117
5.3 Dozymetria <i>IN VIVO</i> w technikach konformalnych na przykładzie techniki TBI.....	123
Dyskusja wyników.....	130
Wnioski.....	141
Literatura.....	144
Wykaz rysunków.....	151
Wykaz tabel.....	154

Słownik skrótów

A

AAPM – American Association of Physicists in Medicine – Amerykańskie Stowarzyszenie Fizyków Medycznych

AP – Anterior Posterior – przednio/tyłne

B

C

CPE – Charged Particle Equilibrium – równowaga elektronowa

CTV – Clinical Tumor Volume – kliniczna objętość tarczowa

D

DEVA – Digital Electron Variable Applicator – aplikator elektronowy regulowany cyfrowo

DTA – Distance To Agreement – odległość pomiędzy referencyjną wartością i wyznaczoną

E

EPID – Electronic Portal Imaging Device – elektroniczne urządzenie obrazowania portalowego

ESTRO – European Society for Radiotherapy and Oncology – Europejskie Towarzystwo Radioterapii Onkologicznej

F

FET – Field – Effect Transistor – tranzystor polowy (unipolarny)

G

GTV – Gross Tumor Volume – całkowita objętość guza

H

HVL – Half – Value Layer – warstwa półchłonna

I

IAEA – International Atomic Energy Agency – Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej

ICRU – International Commission on Radiation Units and Measurements - Międzynarodowa Komisja Radiologiczna ds. Jednostek i Pomiarów

IMRT – Intensity – Modulated Radiation Therapy – radioterapia techniką dynamicznej modulacji intensywności wiązki

IPEM – Institute of Physics and Engineering in Medicine – Instytut Fizyki i Inżynierii w Medycynie

J

JFET – Junction gate Field – Effect Transistor – tranzystor polowo-złączowy

K

L

LJM – liczba jednostek monitorowych

M

M

MLC – Multileaf Collimator – kolimator wielolistkowy

MOSFET – Metal – Oxide – Semiconductor Field – Effect Transistor – tranzystor polowy o strukturze: metal – tlenek – półprzewodnik

MU – Monitor Units – jednostki monitorowe

N

OAR – Organ At Risk – narząd krytyczny

OAR – Off Axis Ratio – stosunek wartości poza osią wiązki do wartości w osi wiązki

P

PDD – Percent Depth Dose – procentowa dawka na głębokości

PMMA – Poly(Methyl Methacrylate) – poli metakrylan metylu

PC – punkt centralny

PA – Posterior Anterior – tylny/przedni

PTV – Planning Tumor Volume – planowana objętość tarczowa

R

S

SAD – Source to Axis Distance – odległość wzdłuż osi wiązki od źródła promieniowania do osi obrotu

SCD – Source – Chamber Distance – odległość od źródła promieniowania do komory

SSD – Source to Surface Distance – odległość od źródła promieniowania do napromienianej powierzchni

T

TBI – Total Body Irradiation – napromienianie całego ciała

TLD – Thermoluminescence detector – detektor termoluminescencyjny

TPR – Tissue Phantom Ratio – iloraz tkanka fantom

TPR_{20,10} – Quality Index – wskaźnik jakości

TPS – Treatment Planning System – system planowania leczenia

TRS – Treatment Reference System – zalecenia dla systemów leczenia

U

V

VMAT – Volumetric Modulated Arc Therapy – radioterapia obrotowa z jednoczesną modulacją intensywności dawki przy ciągłej emisji wiązki terapeutycznej

W

WHO – World Health Organization – Światowa Organizacja Zdrowia

Wstęp

Częstość występowania nowotworów w Europie gwałtownie rośnie w ostatnich dziesięcioleciach. Szacowane jest 3,2 miliona nowych przypadków (53% występujących u mężczyzn, 47% kobiet) oraz 1,7 miliona zgonów (56% mężczyzn, 44% kobiet) każdego roku. Nowotwory generują poważny problem dla zdrowia publicznego Europy, a starzenie się ludności spowoduje, że te wartości będą wzrastać, nawet jeżeli liczebność każdej grupy wiekowej pozostanie stała. Radioterapia, poza chemioterapią i chirurgią, jest jednym ze sposobów leczenia nowotworów w dużym zakresie ich typów i lokalizacji. Ma na celu wyleczenie nowotworu, jednakże nieuniknionym skutkiem ubocznym jest uszkodzenie zdrowych tkanek znajdujących się w obszarze napromienianym. Jest to niezamierzony efekt, wywołany własnościami fizycznymi wiązki promieniowania jonizującego i niekorzystnym rozkładem dawki w tkance. Skuteczna radioterapia nowotworów prowadzona jest więc na drodze kompromisu pomiędzy dawką promieniowania zapewniającą największe prawdopodobieństwo miejscowego wyleczenia nowotworu, a dawką powodującą najmniejsze uszkodzenia zdrowych tkanek znajdujących się w obszarze napromienianym. Promieniowanie jonizujące może być deponowane w obszarze zmiany nowotworowej w dwojaki sposób. Poprzez stosowanie teleterapii, gdy źródło promieniowania znajduje się na zewnątrz napromienianej zmiany nowotworowej, lub brachyterapii, w której źródło promieniowania umieszcza się wewnątrz lub w sąsiedztwie zmiany nowotworowej. Czasami stosowane jest połączenie tych dwóch technik.

Obecnie radioterapia dysponuje dużą liczbą technik leczenia guzów nowotworowych. W większości z nich stosuje się układ wielu wiązek promieniowania; wszystkie skierowane na guz oraz w stałej odległości od źródła do jego środka. Wielkość stosowanych pól napromieniania waha się od bardzo małych stosowanych w radiochirurgii, w technice intensywnej modulacji wiązki IMRT (ang. Intensity – Modulated Radiation Therapy) czy w technice łączącej technikę IMRT z techniką łukową VMAT (ang. Volumetric Modulated Arc Therapy), poprzez prostokątne, regularne i nieregularne pola stosowane w technikach standardowych do bardzo dużych pól w szczególnych przypadkach, gdy wymaga tego napromieniany obszar. Wówczas wymiar pola otrzymywany jest przez zwiększenie odległości od źródła promieniowania do powierzchni napromieniania SSD (ang. Source to Surface Distance), jak np. w technice napromieniania całego ciała TBI (ang. Total Body Irradiation).

Planowanie leczenia z użyciem promieniowania jonizującego u osób, u których toczy się proces nowotworowy, realizowane jest w oparciu o systemy planowania leczenia TPS

(ang. Treatment Planning System). Przygotowanie systemu planowania leczenia do pracy jest procesem długim i skomplikowanym. Pierwszym i jednocześnie najważniejszym krokiem jest wprowadzenie definicji i określenie możliwości aparatów terapeutycznych znajdujących się w danym zakładzie radioterapii. Należy wprowadzić dane o emitowanych przez te urządzenia wiązkach promieniowania, w szczególności informacje o ich wydajności, informacje o spadku dawek wraz z głębokością oraz o rozkładach dawek w płaszczyznach prostopadłych do osi wiązki. Korzystając z informacji o wiązkach promieniowania wprowadzonych przez użytkownika oraz wykorzystując zaimplementowane algorytmy obliczeniowe, system planowania leczenia zwraca informację o rozkładzie dawki w postaci graficznej oraz liczbowej. Użytkownik nie ma wpływu na poprawność wykorzystywania przez algorytm informacji lub zbioru danych wprowadzonych do TPS. Jednakże zaletą stosowania systemów planowania leczenia jest otrzymanie informacji o dawce w dowolnym punkcie zainteresowania, a także o rozkładzie dawki w całym ciele, uwzględniając zarówno obszar zmiany nowotworowej, jak i obszar tkanek czy narządów zdrowych. Całość procesu planowania leczenia przeprowadzana jest na podstawie badań obrazowych. W radioterapii najczęściej są to badania tomografii komputerowej, zaś w brachyterapii dodatkowo w oparciu o obrazy ultrasonograficzne, radiografię czy fluoroskopię.

Radioterapia ma za zadanie dostarczyć dużą, ściśle określoną dawkę do ograniczonego obszaru. Każda niepewność wynikająca z niedokładnego obliczenia wartości dawki lub jej rozkładu w ciele pacjenta ma wpływ na prawdopodobieństwo jego wyleczenia, a także na prawdopodobieństwo wystąpienia skutków ubocznych terapii. Efekt leczenia zależy od precyzji podania dawki do objętości guza nowotworowego przy równoczesnym zapewnieniu dużego gradientu dawki w obszarze zdrowych tkanek. Międzynarodowa Agencja ds. Jednostek Radiologicznych i pomiarów ICRU (ang. International Commission on Radiation Units and Measurements) zaleca, aby różnice pomiędzy dawką zaplanowaną a podaną były nie większe niż 5%. Tymczasem na proces radioterapii składa się szereg etapów: począwszy od dokładnego pomiaru wydajności aparatu terapeutycznego (mocy dawki w ściśle określonych warunkach), poprzez prawidłową lokalizację zmiany nowotworowej, zaplanowanie dawki i jej rozkładu w napromienianym obszarze, dobór energii promieniowania zależnej od lokalizacji, dobór wielkości i układu pól napromieniania, aż do właściwego unieruchomienia pacjenta poddanego terapii. Ludzkie błędy, niewłaściwie działająca aparatura, niedoskonałość algorytmów obliczeniowych TPS podczas planowania radioterapii mogą wpływać na odchylenia pomiędzy zaplanowaną i podaną dawką. W efekcie ich wielkość może przekroczyć dopuszczalną przez ICRU wartość. Jedynymi sposobami przekonania się o wartości podanej dawki lub poprawności obliczeń zastosowanych

systemów planowania leczenia dla stosowanych technik są: bezpośredni pomiar dawki w trakcie napromieniania, tzw. pomiar dawki *in vivo*, okresowa kontrola aparatury generującej wiązkę promieniowania oraz sprawdzenie poprawności obliczeń wykonywanych przez system planowania leczenia.

Dozymetria *in vivo* w radioterapii jest cennym narzędziem służącym do weryfikacji dawek obliczanych przez system planowania leczenia lub przez fizyków. Procedura ta jest rutynowo stosowana w teleterapii zgodnie z zaleceniami sformułowanymi w ostatnich latach oraz procedurami, które powstały około 25 lat temu. Wyniki dozymetrii *in vivo* w teleterapii były publikowane przez wielu autorów. Z analizy raportów dostępnych w literaturze wynika, że rozbieżności między dawkami obliczonymi przez komputerowy system planowania a dawkami zmierzonymi *in vivo* podczas teleterapii w większości badanych przypadków nie przekraczały średnio kilku procent. W stosunkowo nielicznych przypadkach dawki mierzone *in vivo* różniły się od dawek wyznaczonych przez TPS o więcej niż 10%. Ze względu na brak informacji dotyczących poprawności obliczeń algorytmów zaimplementowanych w TPS odchylenia te – w szczególności obserwowane w regionach o wysokich gradientach dawki – były przypisywane przede wszystkim błędom w ułożeniu pacjenta.

W klinicznej dozymetrii *in vivo*, głównie ze względu na bezpośrednią i szybką możliwość odczytu wartości dawki pochłoniętej, najczęściej używa się detektorów półprzewodnikowych, rzadziej komórek jonizacyjnych. Tylko nieliczne ośrodki rutynowo wykorzystują do tego celu detektory termoluminescencyjne TLD (ang. Thermoluminescence Detector). Problemy związane z wyborem detektora, który zostanie użyty do pomiaru dawki w jednym ze sposobów kontroli jej deponowania pacjentowi, związane są głównie z parametrami fizycznymi, właściwościami tych detektorów ale również zakresem przeprowadzanych pomiarów. Komory jonizacyjne w porównaniu z materiałami półprzewodnikowymi mają mniejszą czułość, w związku z tym muszą mieć większe rozmiary. Na skutek tego pojawiają się problemy z dokładnym zdefiniowaniem punktu pomiarowego. Detektory półprzewodnikowe stosowane w dozymetrii w radioterapii w ostatnich 20 latach i te oferowane dzisiaj w sprzedaży przez wiele firm, nie mogą być stosowane do pomiaru *in vivo* w dowolnie zdefiniowanym punkcie napromienianego ośrodka, ze względu na ich budowę oraz brak możliwości przeprowadzenia ich kalibracji w obszarze pełnej równowagi elektronowej. Z kolei emulsje fotograficzne i detektory termoluminescencyjne wymagają czasochłonnej obróbki, co uniemożliwia uzyskanie informacji o dawce w trakcie napromieniania lub w krótkim czasie po napromienieniu.

Parametry jak i właściwości detektorów typu MOSFET (ang. Metal Oxide – Silicon Semiconductor Field Effect Transistor), wprowadzonych w 1999 roku do sprzedaży,

rokowały możliwość zastosowania tych detektorów w każdym obszarze kontroli dawki promieniowania podawanej pacjentom poddanym radioterapii. Mały rozmiar tych detektorów, dobrze zdefiniowany punkt pomiaru, możliwość kalibracji w wodzie oraz możliwość pomiaru dawki w dowolnym punkcie napromienianej objętości klasyfikuje te detektory na pierwszym miejscu w zakresie zastosowania, spośród wszystkich detektorów stosowanych w radioterapii. Detektory MOSFET dodatkowo umożliwiają uzyskanie informacji o dawce w trakcie seansu napromieniania chorego. Pozwala to, w przypadku stwierdzenia rozbieżności pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną, na szybką analizę przyczyny tej rozbieżności oraz wprowadzenie poprawki przed napromienieniem kolejnych pól.

Niniejsze opracowanie przedstawia wyniki badań charakterystyk detektorów typu MOSFET oraz możliwości ich zastosowania w dozymetrii promieniowania w radioterapii ze szczególnym uwzględnieniem użycia ich w pomiarach *in vivo* stosowanych technik leczenia w radioterapii, jak również wykorzystania w weryfikacji systemów planowania leczenia. Wszystkie badania przedstawione w niniejszej rozprawie przeprowadzone zostały w Zakładzie Radioterapii Szpitala im. Stanisława Leszczyńskiego w Katowicach.

Cel pracy

Celem pracy było dokonanie oceny przydatności detektorów typu MOSFET do oszacowania dawek w pomiarach *in vivo* podczas leczenia promieniowaniem jonizującym.

Aby zrealizować ten cel należało:

1. Zbadać właściwości detektorów typu MOSFET oraz oszacować niepewność pomiaru dawki w warunkach symulowanej radioterapii wiązkami promieniowania fotonowego generowanego napięciem 6 MV i 15 MV oraz wiązkami promieniowania elektronowego o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV.
2. Zastosować detektory w wybranych sytuacjach klinicznych.
3. Wykazać stosowność wykorzystania detektorów do weryfikacji poprawności obliczeń dawek przez algorytmy zaimplementowane w systemach planowania leczenia,
4. Przedyskutować przydatność detektorów MOSFET w badaniach oraz porównać ich przydatność na tle innych technik.

1. Wiązki fotonów i elektronów wytwarzane w akceleratorach liniowych

.... "W tej chwili nie mam, niestety, promieni. Pragnę przy tym zauważyć, że ich wysyłka to nadzwyczaj skomplikowana sprawa. Już łatwiej będzie panu przysłać mi swoją klatkę piersiową"....

W.C. Roentgen

1.1 Akcelerator liniowy

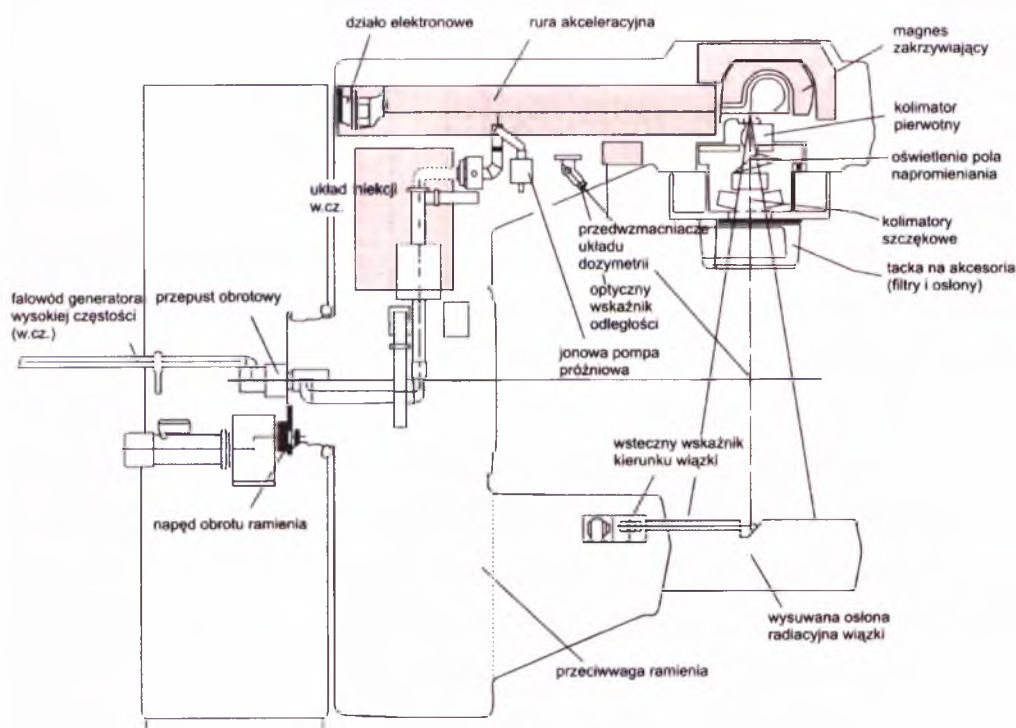
Od chwili powstania radioterapii, wkrótce po odkryciu promieniowania X przez Roentgena w 1895 r., technologia wytwarzania wiązek promieniowania dążyła do uzyskania wiązek fotonowych i elektronowych o coraz wyższych energiach i mocach. W ciągu pierwszych 50 lat stosowania radioterapii jej rozwój technologiczny był jednak stosunkowo powolny i oparty głównie na lampach rentgenowskich, generatorach van de Graaffa i betatronach.

Wynalezienie na początku lat 50-tych w Kanadzie aparatu kobaltowego (^{60}Co) przez H.E. Johnsa stanowiło ogromny przełom w kierunku wyższych energii wiązek fotonowych i na wiele lat uplasowało aparat kobaltowy na czele urządzeń stosowanych w teleradioterapii. Opracowywane w tym samym czasie liniowe akceleratory medyczne szybko „przyćmiły” aparaty kobaltowe, przeszły modyfikacje w pięciu coraz bardziej zaawansowanych technologicznie generacjach i stały się najpowszechniejszym źródłem promieniowania stosowanym we współczesnej radioterapii. Kompaktowa i efektywna budowa sprawia, że akcelerator liniowy dzięki geometrii izocentrycznej, zapewnia niezwykłą wszechstronność zastosowań w radioterapii oraz umożliwia napromienianie zarówno wiązkami elektronowymi, jak i megawoltowymi wiązkami fotonowymi o szerokim zakresie energii (Podgorsak, 2005).

Medyczne akceleratory liniowe są cyklicznymi akceleratorami przyspieszającymi elektrony do energii kinetycznych od 4 MeV do 25 MeV przy użyciu niezachowawczych pól mikrofalowych o wysokiej częstotliwości od 10^3 MHz do 10^4 MHz, przy zdecydowanej większości pracujących przy 2856 MHz. Schemat współczesnego akceleratora medycznego przedstawiono na Rys. 1.1.1.

Zasada działania akceleratora polega na przyspieszaniu elektronów w rurze akceleracyjnej będącej rezonatorem zasilanym przez lampę mikrofalową – magnetron lub klustron (Waligórski i Lesiak, 2000; Skrzypczak i Szepliński, 1995). W obu urządzeniach do

wytwarzania dużej mocy pól wysokiej częstotliwości wykorzystywane jest przyspieszanie i spowalnianie elektronów w próżni. Oba typy urządzeń wykorzystują termoemisję elektronów z żarzonej katody i przyspieszają elektrony w kierunku anody w impulsowym polu elektrostatycznym. Konstrukcja magnetronu i klistronu oraz zasada ich działania są zupełnie inne.



Rys. 1.1.1. Schemat współczesnego akceleratora medycznego (Waligórski i Lesiak, 2000)

Magnetron jest samowzbudnym urządzeniem oscylacyjnym opartym na zjawisku rezonansu, które przetwarza wejściową energię prądu stałego na energię elektryczną wysokiej częstotliwości wymaganą do przyspieszenia elektronów. Klistron służy natomiast głównie do wzmacniania lub generowania przebiegów elektrycznych o częstotliwości od ułamka Hz do ok. 100 GHz i nazywany jest powszechnie sterownikiem wysokiej częstotliwości.

Wstępnie przyspieszone elektrony wprowadzane są do rury akceleracyjnej (falowód) przez zasilane impulsowo działło elektronowe. Falowody są próżniowymi lub wypełnionymi gazem metalowymi strukturami o przekroju prostokątnym lub kołowym stosowanymi do transmisji mikrofal. W akceleratorach stosowane są dwa typy falowodów: falowody transmisyjne zasilania wysokiej częstotliwości oraz falowody przyspieszające. Falowody transmisyjne przenoszą zasilanie wysokiej częstotliwości ze źródła zasilania do falowodu przyspieszającego, w którym przyspieszane są elektrony. W falowodzie stosuje się próżnię, aby zapewnić swobodną propagację elektronów. Wnętki zaś służą dwóm celom:

- sprzęganie i rozdzielanie mocy mikrofal między poszczególnymi wnękami,
- stworzenie odpowiednio ukształtowanego pola elektrycznego do przyspieszania elektronów.

Do przyspieszania elektronów opracowano dwa typy falowodów:

- falowód z falą bieżącą,
- falowód z falą stojącą.

W falowodzie z falą bieżącą mikrofałe wchodzą do falowodu od strony działa elektronowego i propagują w kierunku wysokoenergetycznego końca falowodu, gdzie następuje ich absorpcja bez odbicia bądź wyjście z falowodu i absorpcja w obciążeniu rezystancyjnym lub powrót do wejściowego końca falowodu. W takiej konfiguracji tylko jedna na cztery wnęki jest w danej chwili odpowiednia do przyspieszenia elektronów, zapewniając pole elektryczne w kierunku propagacji fali. W falowodzie z falą stojącą oba końce falowodu są zamknięte dyskami przewodzącymi, odbijającymi mikrofałe, co prowadzi do powstania w falowodzie fal stojących. W takiej konfiguracji w każdym momencie co druga wnęka nie przenosi żadnego pola elektrycznego, a zatem nie wytwarza żadnego przyrostu energii elektronów.

W kolejnym etapie przyspieszona wiązka elektronów przechodzi przez system zakrzywiania wiązki, kierując ją na folię rozpraszającą, która wyrównuje rozkład elektronów w wiązce. Opracowano trzy systemy zakrzywiania wiązki elektronowej:

- zakrzywienie o 90° ,
- zakrzywienie o 270° (achromatyczne),
- zakrzywienie o $112,5^\circ$ (slalom).

System zakrzywiania wiązki składa się z próżniowych rur dryfowych i magnesów zakrzywiających. Dodatkowo stosowane są cewki sterujące i cewki ogniskujące do sterowania i ogniskowania przyspieszanej wiązki elektronowej, jak również komponenty formujące system transportu wiązki. Po przejściu przez układ zakrzywiający, wiązka elektronów kierowana jest na kolimator główny. Kolimator główny definiuje największe dostępne okrągłe pole i stanowi stożkowaty otwór wycięty w wolframowym bloku osłony, o bokach odwzorowujących krawędzie tarczy na jednym końcu osłony oraz filtra spłaszczającego na drugim. Grubość bloku osłony jest zwykle zaprojektowana tak, aby pochłaniać przeciętną wiązkę pierwotną do natężenia poniżej 0,1% jej wyjściowej wartości (TVL ang. Tenth-Value Layer). Zgodnie z zaleceniami IEC maksymalna wartość promieniowania ubocznego nie powinna przekraczać 0,2% wartości wiązki otwartej.

Kliniczne wiązki fotonowe emitowane przez medyczne akceleratory liniowe są wytwarzane w tarczy promieniowania X i spłaszczane przy użyciu filtra spłaszczającego. Dla

energii elektronów poniżej 15 MeV (energia wiązki fotonowej 15 MV) optymalne tarcze mają wysoką liczbę atomową Z , natomiast dla energii elektronów powyżej 15 MeV (energia wiązki fotonowej powyżej 15 MV) optymalne tarcze mają niskie liczby atomowe.

Większość akceleratorów wyższych energii oprócz jednej, dwóch lub jak obecnie trzech wiązek fotonowych wytwarza również wiązki elektronowe o kilku energiach nominalnych w zakresie od 6 MeV do 25 MeV. Aby aktywować tryb wiązki elektronowej, zarówno tarcza, jak i filtr spłaszczający wiązki fotonowej są usuwane z wiązki elektronów, a w ich miejsce wprowadza się folię rozpraszającą. Stosowane są układy z folią pojedynczą (tzw. folia pierwotna), jak i z folią podwójną, zawierającą folię pierwotną oraz folię wtórną. Folia pierwotna jest właściwą folią rozpraszającą, wykonaną z metalu cechującego się dużą liczbą atomową Z . Grubość tej folii jest ograniczona maksymalnymi dopuszczalnymi stratami energii elektronów oraz dopuszczalnym strumieniem powstającego w niej promieniowania hamowania. Układy z pojedynczą folią zapewniają zadowalającą jednorodność strumienia elektronów dla powierzchni pola o średnicy nie większej niż 10 cm oraz energii elektronów do 10 MeV. W układach z folią podwójną, folia wtórna jest zwykle wykonana z materiału o małej liczbie atomowej Z . Minimalizuje to wytwarzanie promieniowania hamowania. Grubość tej folii jest profilowana – licząc od osi wiązki, maleje w kierunku ku brzegom pola. Zaletą układu mającego podwójną folię jest możliwość uzyskania pól napromieniania o równomiernym strumieniu elektronów, zwłaszcza w zakresie energii powyżej 15 MeV oraz dla większych pól – o średnicy 15 cm i większej (Łobodziec, 1999). Wartości prądu wiązki elektronów wytwarzającego kliniczne wiązki elektronowe akceleratora są o dwa do trzech rzędów wielkości mniejsze niż wartości prądu wytwarzającego w tarczy promieniowania X akceleratora kliniczne wiązki fotonowe. Wiązki elektronów lub fotonów w kolejnym etapie przechodzą przez układ kolimacyjny, zainstalowany w głowicy akceleratora, którego zadaniem jest ustalenie pola napromieniania. Kolimator składa się z czterech bloków: dwóch stanowiących górne i dwóch stanowiących dolne szczęki kolimatora. Mogą formować pola prostokątne i kwadratowe w izocentrum akceleratora, o bokach od kilku milimetrów do 40 cm. Nowoczesne akceleratory liniowe wyposażone są w niezależne (asymetryczne) szczęki, które mogą formować pola asymetryczne, najczęściej półwiązki i ćwierćwiązki, w których odpowiednio jedna lub dwie krawędzie wiązki stykają się z jej centralną osią. Kolimatory wielolistkowe MLC są stosunkowo niedawną modyfikacją techniki napromieniania. W zasadzie idea działania kolimatorów MLC jest prosta, jednakże zbudowanie niezawodnego systemu MLC stanowi poważne wyzwanie technologiczne. Liczba liści dostępnych na rynku kolimatorów MLC stale rośnie i obecnie dostępne są modele o 120, ale również o 160 „liściach” (odpowiednio 60 i 80 par) pokrywające pola o wielkości do

40 x 40 cm². Kolimatory MLC stają się nieocenione w realizacji wiązek o intensywnej modulacji w radioterapii konformalnej, zarówno w krokowym trybie „step and shoot”, jak i w ciągłym trybie dynamicznym.

Oprócz kolimatorów głównych i pomocniczych, klinicznie stosowane wiązki elektronowe kolimowane są również za pomocą aplikatorów wiązek elektronowych (stożki) – stałych lub ruchomych DEVA (ang. Digital Electron Variable Applicator) dostarczanych jedynie z aparatami firmy SIEMENS.

Oprócz elementów przyspieszających elektrony i generujących wiązki fotonowe nowoczesny akcelerator wyposażony jest w rozbudowany system dozymetrii transmisyjnego pomiaru dawki w wiązce kierowanej na pacjenta, sterując jednocześnie pracą aparatu (Scharf, 1994). Najpowszechniej stosowanymi urządzeniami monitorującymi dawkę w akceleratorach liniowych są transmisyjne komory jonizacyjne na stałe umieszczone w wiązkach fotonowych i elektronowych do ciągłego monitorowania wydajności wiązki podczas napromieniania pacjenta. W większości akceleratorów stosuje się zamknięte komory jonizacyjne, których odpowiedź nie zależy od temperatury i ciśnienia otoczenia. Komory monitorujące dawkę umieszczane są zwykle między filtrem spłaszczającym lub folią rozpraszającą a pomocniczym kolimatorem wiązki fotonowej. Dla bezpieczeństwa pacjenta system dozymetryczny akceleratora zwykle składa się z dwóch osobnych zamkniętych komór jonizacyjnych z całkowicie niezależnymi polaryzacyjnymi źródłami zasilania i elektrometrami odczytu. Jeśli główna komora jonizacyjna ulegnie uszkodzeniu podczas napromieniania pacjenta, komora pomocnicza wyłącza wiązkę promieniowania, zwykle po podaniu dawki większej jedynie o kilka procent od dawki zadanej. W przypadku jednoczesnego uszkodzenia obu komór jonizacyjnych – głównej i pomocniczej – zegar akceleratora liniowego wyłączy urządzenie przy minimalnym przekroczeniu dawki zadanej dla pacjenta (Podgorsak, 2005).

1.2 Krzywa rozkładu dawki w osi centralnej wiązki megawoltowej

Wiązka fotonowa, rozchodząc się w powietrzu lub próżni, podlega prawu odwrotnych kwadratów. Ponadto na wiązkę fotonową rozchodzącą się w fantomie lub ciele pacjenta może mieć wpływ także pochłanianie i rozpraszanie. Powyższe trzy efekty sprawiają, że deponowanie dawki w fantomie lub ciele pacjenta staje się procesem złożonym, a jej określenie trudne.

Bezpośredni pomiar dawki w ciele pacjenta jest w zasadzie niemożliwy. Jednakże dla pomyślnego wyniku leczenia pacjenta przy pomocy napromieniania konieczne jest, aby

rozkład dawki w napromienianej objętości był jak najdokładniej znany. Jest to zazwyczaj osiągane przez zastosowanie kilku funkcji wiążących dawkę w dowolnym punkcie w ciele pacjenta ze znaną dawką w punkcie kalibracji wiązki lub punkcie referencyjnym w fantomie. Funkcje te są wyznaczane różnymi detektorami (Rozdz. 2.1) w fantomie wodnym, a dawka lub moc dawki w punkcie referencyjnym lub w punkcie zainteresowania jest wyznaczana w ściśle określonych warunkach referencyjnych takich jak głębokość, wielkość napromienionego pola i odległość źródło – powierzchnia (SSD), co zostało szczegółowo omówione w Rozdziale 2.2.

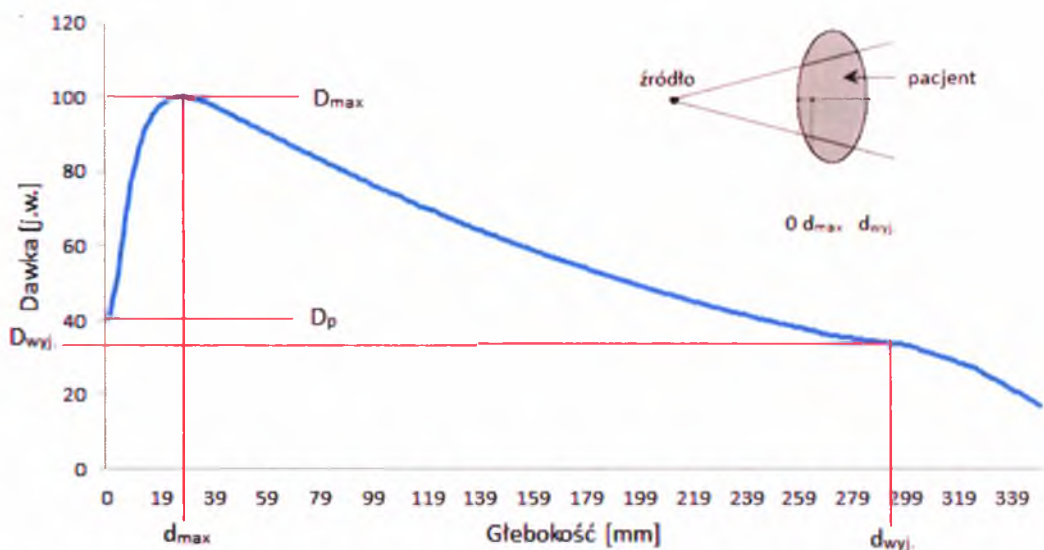
Typowy rozkład dawki w centralnej osi fotonowej wiązki megawoltowej przechodzącej przez pacjenta jest pokazany na Rys. 1.2.1. Można tu zidentyfikować kilka ważnych punktów i obszarów. Wiązka, wchodząc w pacjenta, przechodzi przez powierzchnię (skórę), na której deponuje pewną dawkę powierzchniową D_p . Pod powierzchnią dawka najpierw gwałtownie rośnie, osiąga wartość maksymalną na głębokości $d = d_{max}$, a następnie maleje niemal eksponencjalnie do chwili osiągnięcia wartości D_{wyj} (dawka wyjściowa) w punkcie wyjścia z ciała pacjenta.

Technika pomiarowa dawki względnej jest szczegółowo omówiona w Rozdziale 2.2. W Rozdziałach 1.2.1 – 1.2.4 omówione zostały poszczególne obszary dawki zdeponowanej w ciele pacjenta.

1.2.1 Dawka powierzchniowa

Dla megawoltowej wiązki fotonowej dawka powierzchniowa jest zwykle dużo mniejsza niż dawka maksymalna, która występuje na głębokości d_{max} pod powierzchnią ciała pacjenta. Dawka na powierzchni definiowana jest na głębokości 0,05 cm pod powierzchnią i zależy od energii wiązki i wymiarów pola (Marinello i Van Dam, 1994).

Im większa energia wiązki fotonowej, tym mniejsza dawka powierzchniowa, co dla pola $10 \times 10 \text{ cm}^2$ stanowi około 30% dawki maksymalnej dla wiązki kobaltowej, 15% dla wiązki fotonowej 6 MV i 10% dla wiązki fotonowej 18 MV. Dla danej energii wiązki dawka powierzchniowa rośnie z wielkością pola. Niska dawka powierzchniowa w porównaniu z dawką maksymalną nosi nazwę efektu oszczędzającego skórę. Oznacza to dużą przewagę wiązek megawoltowych nad wiązkami ortowoltowymi i powierzchniowymi w leczeniu głęboko położonych guzów. Te ostatnie nie wykazują efektu oszczędzającego skórę, ponieważ ich dawka maksymalna występuje na powierzchni skóry (dawka powierzchniowa jest równa dawce maksymalnej) (Podgorsak, 2005; Marinello i Van Dam, 1994).



Rys. 1.2.1. Deponowanie dawki przez megawoltową wiązkę fotonową w ciele pacjenta. D_p jest dawką powierzchniową od strony wejścia wiązki D_{wyj} jest dawką powierzchniową od strony wyjścia wiązki. D_{max} jest dawką maksymalną normalizowaną często do 100%, dającą krzywą dawki głębokościowej nazywaną rozkładem procentowej dawki głębokościowej (PDD); obszar pomiędzy $d = 0$ i $d = d_{max}$ jest nazywany obszarem narastania dawki

W dawce powierzchniowej udział mają dawki pochodzące z:

- rozpraszania fotonów na kolimatorach, filtrach spłaszczających i w powietrzu,
- rozpraszania wstecznego fotonów w pacjencie,
- wysokoenergetycznych elektronów powstających w oddziaływaniach fotonów w powietrzu i osłonach w pobliżu pacjenta (Kukołowicz, 2001; Marinello i Van Dam, 1994; Podgorsak, 2005; Subramania i Lawrence, 2004).

1.2.2 Obszar narastania dawki

Obszar dawki między powierzchnią $d = 0$ i głębokością $d = d_{max}$ w megawoltowej wiązce fotonowej jest określany jako obszar narastania dawki „build-up” i jest wynikiem stosunkowo dużego zasięgu wtórnie naładowanych cząstek obdarzonych energią (elektronów i pozytonów), które najpierw są uwalniane w ciele pacjenta przez oddziaływania fotonów (efekt fotoelektryczny, efekt Comptona, tworzenie par), a następnie deponują energię kinetyczną w ciele pacjenta. W obszarze bezpośrednio pod skórą pacjenta warunki równowagi elektronowej CPE (ang. Charged Particle Equilibrium) nie istnieją i dawka pochłonięta jest dużo mniejsza niż kerma kolizyjna definiowana jako średnia energia $d\bar{E}_{tr}$ przekazana przez promieniowanie pośrednio jonizujące cząstkom naładowanym – elektronom, w ośrodku na jednostkę masy dm . Jednakże, ze wzrostem głębokości d , osiągnięta zostaje na głębokości $d = d_{max}$ równowaga elektronowa, gdzie d jest w przybliżeniu

równe zasięgowi wtórnie naładowanych cząstek, a dawka staje się porównywalna z kerma kolizyjną.

Poniżej d_{max} obydwie wielkości, dawka i kerma kolizyjna, maleją z powodu osłabienia wiązki fotonów w ciele pacjenta, wynikającego z przejściowej, a nie rzeczywistej CPE (Kukołowicz, 2001; Łobodziec, 1999; Podgorsak, 2005; Subramania i Lawrence, 2004).

1.2.3 Głębokość dawki maksymalnej d_{max}

Głębokość dawki maksymalnej d_{max} pod skórą pacjenta zależy od energii wiązki i wielkości pola wiązki. Efektem dominującym jest zależność od energii wiązki; zależność od wielkości pola jest często pomijana, ponieważ stanowi tylko niewielki efekt.

Nominalne wartości dla d_{max} mieszczą się od 0 cm dla wiązek powierzchniowych i ortowoltowych, przez 0,5 cm dla wiązki promieniowania γ ^{60}Co , do 5 cm dla wiązki fotonów generowanych napięciem 25 MV. Dla danej energii wiązki, największe d_{max} występuje dla pola $\sim 5 \times 5 \text{ cm}^2$. Dla pól większych niż $5 \times 5 \text{ cm}^2$ d_{max} maleje z powodu rozpraszania na kolimatorach (dla aparatów kobaltowych) i rozpraszania na kolimatorach i filtrach spłaszczających (dla przyspieszaczy). Dla pól mniejszych niż $5 \times 5 \text{ cm}^2$ d_{max} maleje z powodu rozpraszania na fantomie (Kukołowicz, 2001; Łobodziec, 1999; Podgorsak, 2005; Subramania i Lawrence, 2004; Marinello i Van Dam, 1994).

1.2.4 Dawka wyjściowa

Dawka deponowana w ciele pacjenta w punkcie wyjścia wiązki nosi nazwę dawki wyjściowej. Jak pokazano schematycznie na Rys. 1.2.1, w pobliżu punktu wyjścia wiązki krzywa rozkładu dawki opada nieco w dół od ekstrapolowanej krzywej rozkładu dawki. Ten stosunkowo mały efekt przypisuje się brakującemu udziałowi rozpraszania w punkcie wyjścia od punktów znajdujących się poza nim. Podobnie jak dawka powierzchniowa, dawka wyjściowa może być mierzona z użyciem komory płasko-równoległej (Kukołowicz, 2001; Łobodziec, 1999; Podgorsak, 2005; Marinello i Van Dam, 1994).

1.3 Profil wiązki promieniowania

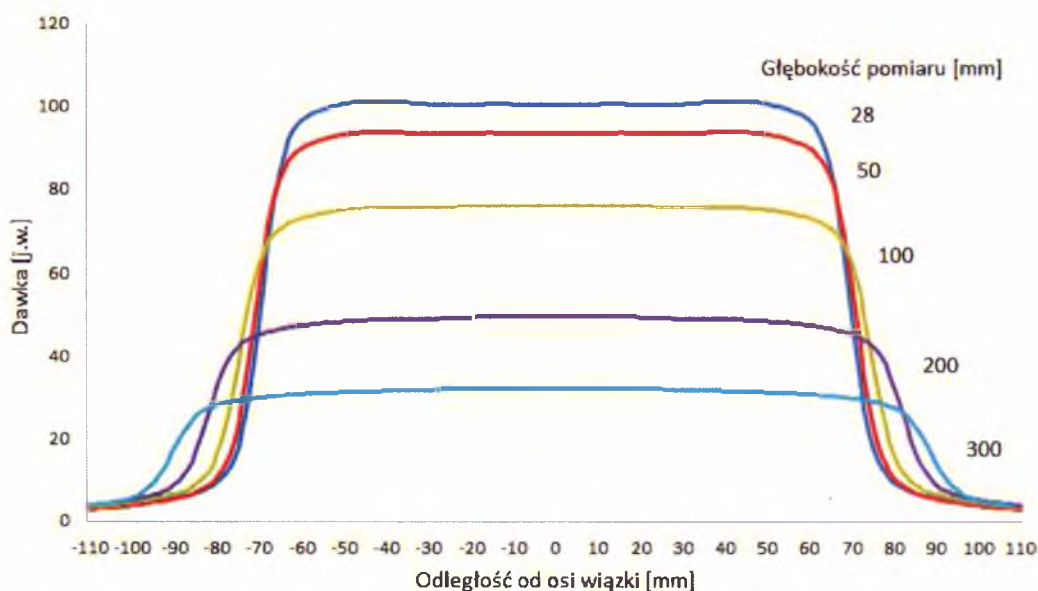
Rozkład dawki wzdłuż osi centralnej wiązki ukazuje jedynie część informacji wymaganej do dokładnego opisanie dawki w ciele pacjenta. Z połączenia krzywych PDD z profilami dawek wyznacza się dwu- i trójwymiarowe rozkłady dawek.

Dane poza osią wiązki otrzymuje się na podstawie profili wiązki mierzonych prostopadłe do osi centralnej wiązki na danej głębokości w fantomie. Zwyczajowo, w celu

weryfikacji zgodności z charakterystyką aparatu, głębokościami pomiaru są d_{max} i 10 cm. Oprócz tego inne głębokości wymagane przez konkretny system planowania leczenia TPS. Przykład typowych profili dawek mierzonych na różnych głębokościach w wodzie dla pola o wymiarze $15 \times 15 \text{ cm}^2$ wiązki promieniowania fotonowego 6 MV pokazano na Rys. 1.3.1.

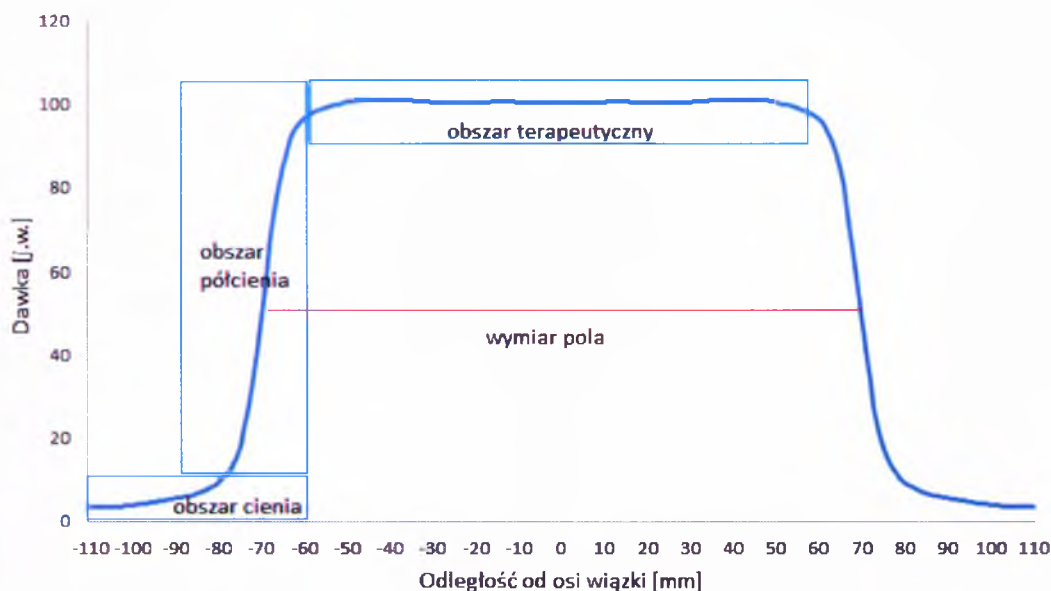
Połączenie rozkładu dawki w osi centralnej z danymi spoza osi daje w wyniku macierz dawek w objętości, która dostarcza dwu- lub trójwymiarowej informacji o rozkładzie dawki. Współczynnik dawki poza osią – OAR (ang. Off Axis Ratio) zazwyczaj zdefiniowany jest jako stosunek dawki w punkcie poza osią do dawki na osi centralnej wiązki na tej samej głębokości w fantomie.

Profile megawoltowych wiązek promieniowania składają się z trzech różnych obszarów: centralnego (terapeutyczny), półcienia i cienia. Na Rys. 1.3.2. przedstawiono literaturowy obraz obszarów wiązki fotonowej (IAEA, 2004).



Rys. 1.3.1. Przykład typowych profili dawek mierzonych na różnych głębokościach w wodzie dla rozmiaru pola $15 \times 15 \text{ cm}^2$ wiązki promieniowania X 6MV

Obszar centralny przedstawia środkową część profilu rozciągającą się od osi centralnej wiązki do odległości 1 – 1,5 cm od geometrycznego brzegu pola wiązki. Geometryczny rozmiar pola, wskazywany przez optyczne pole świetlne, zazwyczaj definiowany jest jako obszar wydzielony na profilu wiązki między punktami 50% poziomu dawki.



Rys. 1.3.2. Obszary wiązki fotonowej (IAEA TRS No 430, 2004)

W przypadku akceleratorów liniowych na centralny obszar profilu wiązki mają wpływ: energia elektronów uderzających w tarczę, liczba atomowa pierwiastków tarczy oraz liczba atomowa pierwiastków filtra spłaszczającego i jego kształt geometryczny.

W obszarze półcienia profilu wiązki dawka zmienia się gwałtownie i zależy także od kolimatorów definiujących pole, ograniczonego rozmiaru (ogniska) punktu centralnego (rozmiaru źródła) i bocznej nierównowagi elektronowej. Spadek dawki wokół geometrycznego brzegu wiązki ma kształt sigmoidalny i rozciąga się pod szczękami kolimatora do obszaru ogona półcienia. Istnieją tam dodatkowe przyczynki do dawki: transmisja promieniowania przez szczęki kolimatora (półcień transmisyjny), składnik przypisywany ograniczonym wymiarom źródła (półcień geometryczny) i znaczny składnik powodowany rozproszeniem promieni X w pacjencie (półcień rozproszenia). Półcień całkowity nazywany jest półcieniem fizycznym i jest sumą trzech poszczególnych półcieni: transmisyjnego, geometrycznego i rozproszenia. Półcień fizyczny zależy od energii wiązki, rozmiaru źródła, SSD, odległości kolimatora od źródła i głębokości w fantomie.

Obszar cienia (poza wiązką) jest obszarem na zewnątrz pola promieniowania, daleko odsuniętym od brzegów pola. Dawka w tym obszarze jest na ogół mała i pochodzi od promieniowania przepuszczanego przez kolimator i osłonę głowicy (IAEA, 2004; Łobodziec, 1999; Mayles, Nahum i Rosenwald, 2007).

1.4 Współczynniki jakości promieniowania dla wiązek fotonów i elektronów wytwarzanych w akceleratorach liniowych

1.4.1 Współczynnik TPR

Przed opisem współczynnika jakości promieniowania dla wiązek fotonów, poniżej przedstawiono definicję współczynnika TPR (ang. Tissue Phantom Ratio), metodykę jego pomiaru, jak również jego związek z PDD (ang. Percent Depth Dose). Wielkość TPR definiuje się jako iloraz mocy dawki w osi wiązki na danej głębokości d do mocy dawki na głębokości referencyjnej d_{ref} . W obu pomiarach mocy dawki odległość od źródła promieniowania i przekrój wiązki w tej odległości muszą być identyczne. W praktyce, jako punkt pomiarowy wybiera się punkt zlokalizowany w izocentrum – SAD (ang. Source to Axis Distance) danego urządzenia radioterapeutycznego; w tej odległości określa się wielkość pola napromieniania.

W obu pomiarach odległość komory od źródła promieniowania i przekrój wiązki S w tej odległości są identyczne (Rys. 1.4.1.). Definicję tę wyraża się następującym równaniem:

$$TPR(S, d) = \frac{MD(SAD, S_d, d)}{MD(SAD, S_{d_{ref}}, d_{ref})}, \quad (1.4.1)$$

gdzie:

$MD(SAD, S_d, d)$ – moc dawki pochłoniętej na głębokości d w odległości źródło – punkt pomiaru równej SAD,

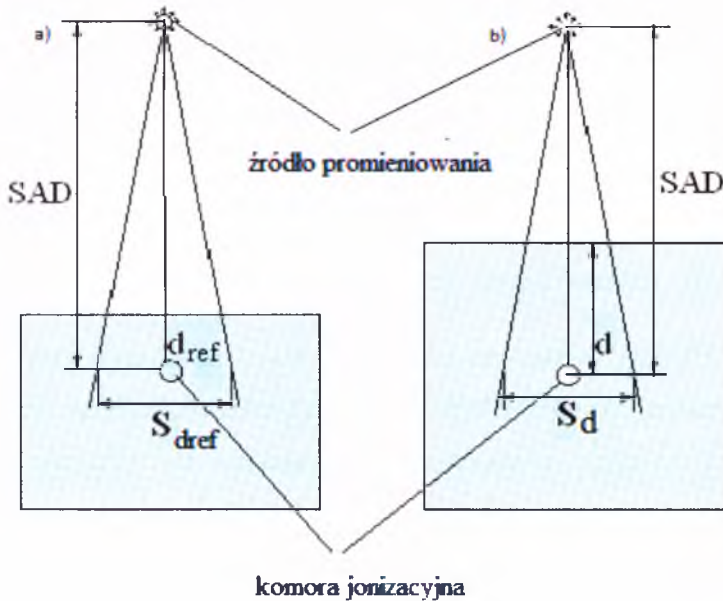
$MD(SAD, S_{d_{ref}}, d_{ref})$ – moc dawki pochłoniętej na głębokości d_{ref} w odległości źródło – punkt pomiaru równej SAD,

SAD – odległość źródło promieniowania – punkt pomiarowy (izocentrum),

S_d – wielkość pola wiązki promieniowania na głębokości d ,

$S_{d_{ref}}$ – wielkość pola wiązki promieniowania na głębokości d_{ref} ,

d_{ref} – głębokość punktu referencyjnego.



Rys. 1.4.1. Ilustracja definicji współczynnika $TPR(S,d)$: a) układ pomiarowy mocy dawki dla warunków referencyjnych: $S = 10 \times 10 \text{ cm}^2$, $d_{ref} = 10 \text{ cm}$, $SAD = 100 \text{ cm}$, b) układ pomiarowy mocy dawki na głębokości d dla warunków pomiaru: $S = 10 \times 10 \text{ cm}^2$ w odległości $SAD = 100 \text{ cm}$, $d = \text{dowolna głębokość}$

W przypadku promieniowania X wytwarzanego w liniowych przyspieszaczach elektronów głębokość punktu referencyjnego zależy od jakości wiązki promieniowania X. Dla współczynnika jakości $TPR_{20,10} < 0,7$ głębokość referencyjna wynosi 5 cm, dla indeksu jakości $TPR_{20,10} > 0,7$ głębokość ta równa jest 10 cm. Doniesienia literaturowe sugerują jednak stosowanie głębokości referencyjnej równej 10 cm, rozpoczynając od energii γ ^{60}Co (IAEA, 1997; IAEA, 2000).

Dodatkowo można wykazać związek pomiędzy PDD i TPR następującym równaniem (Łobodziec, 1999):

$$PDD(SSD, S, d) = \frac{TPR(S_d, d) \cdot C(S_d) \cdot (SSD + d_{max})^2}{TPR(S_{d_{max}}, d_{max}) \cdot C(S_{d_{max}}) \cdot (SSD + d)^2} \cdot 100\%, \quad (1.4.2)$$

gdzie :

S – pole napromieniania na powierzchni fantomu,

S_d – pole napromieniania na głębokości d (w odległości $SSD + d$ od źródła promieniowania),

$S_{d_{max}}$ – pole napromieniania na głębokości dawki maksymalnej,

C – współczynnik wielkości pola definiowany jako iloraz mocy dawki zmierzonej w fantomie na głębokości referencyjnej dla pola S i pola $S = 10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$, określanych na powierzchni fantomu (Łobodziec, 2006).

Jeżeli odległość źródła promieniowania od powierzchni napromienianego obiektu wynosi SSD_1 , a nie SSD , należy przeliczyć PDD na nowe warunki wg wzoru:

$$PDD(SSD_1, S, d) = PDD(SSD, S, d) \cdot \left(\frac{SSD + d}{SSD + d_{\max}} \cdot \frac{SSD_1 + d_{\max}}{SSD_1 + d} \right)^2. \quad (1.4.3)$$

Wielkość $TPR(S, d)$ zależy, podobnie jak PDD , od energii promieniowania i od przekroju wiązki. Przekrój wiązki określa się w odległości izocentrum. Należy pamiętać, że wielkość pola S wiązki promieniowania odnosi się zawsze do głębokości d w napromienionym ośrodku, dla której określany jest TPR .

1.4.2 Współczynnik jakości promieniowania – wiązki fotonów

Najnowsze protokoły dozymetryczne bazują na dozymetrii w wodzie z użyciem komory jonizacyjnej wyznaczając $TPR_{20,10}$ jako indeks jakości wiązki (AAPM, 1999; IAEA, 2000; British Institute of Radiology, 1996).

Parametr $TPR_{20,10}$ jest definiowany jako stosunek mocy dawek w osi centralnej wiązki promieniowania fotonowego na głębokościach odpowiednio 20 cm i 10 cm w wodzie, w stałej odległości od źródła do detektora równej 100 cm i polu $10 \times 10 \text{ cm}^2$ w pozycji detektora. $TPR_{20,10}$ jest pomiarem efektywnego współczynnika osłabienia opisanego w przybliżeniu jako funkcja wykładnicza fotonowego spadku dawki poza głębokością dawki maksymalnej d_{\max} . Współczynnik $TPR_{20,10}$ powinien zostać wyznaczony poprzez pomiar zgodnie z procedurą przedstawioną na Rys. 1.4.1, dla którego wartość $d = 20 \text{ cm}$. Chcąc pominąć pomiar współczynnika $TPR_{20,10}$ można zastosować zależność opisaną równaniem 1.4.4, gdyż współczynnik ten wykazuje silną relację z $PDD_{20,10}$ (IAEA, 2000).

$$TPR_{20,10} = 1.2661 \cdot PDD_{20,10} - 0.0595, \quad (1.4.4)$$

gdzie:

$PDD_{20,10}$ jest stosunkiem wartości procentowych dawek na głębokości 20 cm i 10 cm wyznaczonych z krzywej PDD dla pola $10 \times 10 \text{ cm}^2$ definiowanego na powierzchni wody w odległości SSD równej 100 cm. Ta empiryczna zależność została wyznaczona w oparciu o pomiar prawie 700 akceleratorów (Followill, Tailor, Tello i Hanson, 1998; Łobodziec, 1999).

1.4.3 Współczynnik jakości promieniowania – wiązki elektronów

Do niedawna jakość wiązki klinicznych wiązek elektronów była określana w protokołach dozymetrycznych jako \overline{E}_0 – średnia energia elektronów na powierzchni fantomu (IAEA, 1997). Ten indeks jakości wiązki pochodził z pomiarów wielkości R_{50} definiowanej jako głębokość, na której wielkość dawki wynosi 50% jej maksymalnej wartości.

Empiryczna zależność między \overline{E}_0 a R_{50} jest dana zależnością:

$$\overline{E}_0 = 2,33 R_{50}. \quad (1.4.5)$$

Równanie 1.4.5 jest ważne tylko dla następujących warunków: duże wartości pól (szerokie wiązki), energia elektronów pomiędzy 5 a 30 MeV oraz R_{50} określone z pomiaru PDD w wodzie w stałej odległości komory od źródła. Kryterium dla szerokiej wiązki jest spełnione, gdy PDD jest niezależne od wielkości pola, a to jest osiągane dla pól większych niż $12 \times 12 \text{ cm}^2$ i energii poniżej 15 MeV oraz pól o wielkości nie mniejszej niż $20 \times 20 \text{ cm}^2$ dla energii powyżej 15 MeV.

Dla średniej energii na powierzchni fantomu \overline{E}_0 średnią energię elektronów \overline{E}_d na głębokości d w fantomie, można wyrazić równaniem 1.4.6. Ta empiryczna zależność, pierwotnie proponowana dla najbardziej prawdopodobnej energii w widmie elektronów z głębokością d w fantomie wodnym, była rekomendowana przez wiele protokołów dozymetrycznych:

$$\overline{E}_d = \overline{E}_0 \cdot \left(1 - \frac{d}{R_p}\right), \quad (1.4.6)$$

gdzie:

R_p jest praktycznym zasięgiem wiązki elektronów i oznacza zasięg procentowych dawek jako głębokość punktu przecięcia się stycznej do krzywej spadku mocy dawki i prostej, która obrazuje poziom mocy dawki wywołany promieniowaniem hamowania. Równanie 1.4.6 jest tylko zadowalającym przybliżeniem średniej energii na głębokości w wodzie dla wiązek elektronów o energiach mniejszych niż 10 MeV lub dla małych głębokości w wyższych energiach.

PDD dla wiązek elektronów są wyznaczane najczęściej na podstawie pomiaru jonizacji w wodzie lub w równoważnym wodzie fantomie przy użyciu komory jonizacyjnej lub diody półprzewodnikowej. Procentowe krzywe jonizacji mierzone diodą przedstawiają

krzywą PDD, ponieważ współczynniki masowej zdolności hamowania w krzemie w stosunku do wody są stałe z głębokością w fantomie (tj. z energią wiązki elektronów). Procentowe krzywe jonizacji mierzone komorą jonizacyjną muszą być skorygowane o zmianę współczynnika masowej zdolności hamowania w wodzie w stosunku do powietrza z energią elektronów. Współczynnik R_{50} może być wyznaczony z wartości I_{50} stanowiącej wartość 50% w zmierzonej procentowej krzywej jonizacji komorą jonizacyjną (IAEA, 2000):

$$R_{50} = 1.029I_{50}(cm) - 0.06cm \text{ dla } 2cm \leq I_{50} \leq 10cm, \quad (1.4.7)$$

oraz

$$R_{50} = 1.059I_{50}(cm) - 0.37cm \text{ dla } I_{50} \geq 10cm. \quad (1.4.8)$$

$\overline{E_0}$ i $\overline{E_d}$ są określone na podstawie zmierzonych odpowiednio R_{50} i R_p . Ich użycie w dozymetrii wiązek elektronowych powinno być brane pod uwagę, gdyż ułatwia to dobór odpowiednich wielkości dozymetrycznych i współczynników korekcji w celu wyznaczenia właściwych parametrów klinicznych wiązek elektronów.

Aby uniknąć potencjalnych nieporozumień w znaczeniu zależności energetycznych, ostatnie protokoły dozymetryczne używają R_{50} jako współczynnika jakości wiązek elektronów (IAEA, 2000). Wybór R_{50} jako współczynnika jakości wiązki jest zmianą poprzedniego praktycznego wyznaczenia wielkości indeksu jakości ze średniej energii na powierzchni fantomu. Ponieważ $\overline{E_0}$ wyznaczone jest z R_{50} , ta zmiana w indeksie jakości wiązki jest jedynie uproszczeniem, które nie potrzebuje konwersji do energii.

Protokoły dozymetryczne opierające się na kalibracji w wodzie, IAEA (TRS No 398) oraz AAPM (TG – 51), popierają to podejście i wszystkie wielkości wyznaczone są w oparciu o R_{50} , który w ten sposób został określony mianem współczynnika jakości wiązki.

2. Detektory promieniowania jonizującego oraz metody pomiaru dawki

...."W radioterapii nowotworów wymagana jest znajomość podstaw fizyki promieniowania jonizującego. Odnosi się to zarówno do mechanizmów wytwarzania promieniowania w urządzeniach terapeutycznych jak i zagadnień dotyczących absorpcji tego promieniowania w środowisku biologicznym, co wiąże się z określeniem dawki pochłoniętej w napromienianym środowisku. Określenie dawki pochłoniętej oraz jej rozkładu w napromienianym środowisku, takim jak leczony chory, stanowi podstawowe zagadnienie w radioterapii"....

W. Łobodziec

2.1 Detektory promieniowania jonizującego stosowane w radioterapii

W dozymetrii promieniowania jonizującego w radioterapii, stosowane są różne przyrządy, za pomocą których mierzy się różnorodne wielkości dozymetryczne, np. dawkę pochłoniętą, moc dawki, ekspozycję, strumień fotonów. Wielkości te pomagają w ocenie poprawności wykonania napromienienia terapeutycznego oraz ocenie narażenia personelu na promieniowanie. Promieniowanie fotonowe stosowane w radioterapii to promieniowanie X lub γ . Promieniowanie to zawiera się w przedziale długości fali od $10^{-8} - 10^{-14}$ m i jest niewidzialne dla oka człowieka.

Detekcja promieniowania jest możliwa ze względu na oddziaływanie promieniowania z materią. W wyniku zaistniałego oddziaływania obserwuje się różne rodzaje zjawisk, na których opiera się działanie detektorów:

- jonizacja gazów (np. komora jonizacyjna, licznik proporcjonalny),
- jonizacja ciał stałych (liczniki lub spektrometr półprzewodnikowy),
- luminescencja w ciałach stałych i ciekłych, organicznych i nieorganicznych – luminoforescencja (liczniki scyntylicyjne),
- przemiany chemiczne spowodowane promieniowaniem (klisze fotograficzne, dozymetry chemiczne Frickiego) (Waligórski i Olko, 2001), rejestrowany jest efekt fizyczny lub chemiczny, który jest miarą promieniowania lub zawartości próbki promieniotwórczej.

Promieniowanie, które rejestrujemy, musi być kierowane na objętość czynną detektora, tzn. tę część detektora, za pomocą której można zarejestrować stratę energii

promieniowania (stratę energii cząstki, która powstała w wyniku oddziaływania promieniowania).

Dozymetry można podzielić na dwie grupy: absolutne i względne.

Dozymetr absolutny to dozymetr, którego konstrukcja pozwala na pomiar bez potrzeby kalibracji. Do tej grupy należą:

- kalorymetry,
- dozymetry chemiczne Frickiego.

Do grupy dozymetrów względnych, których konstrukcja nie pozwala na pomiar bez wcześniejszej kalibracji należą:

- liczniki G-M, liczniki proporcjonalne, liczniki scyntylacyjne,
- detektory termoluminescencyjne, detektory fotoluminescencyjne,
- klisze fotograficzne.

W następnych podrozdziałach opisano detektory, które najczęściej stosowane są w dozymetrii promieniowania jonizującego w radioterapii:

- komory jonizacyjne,
- detektory półprzewodnikowe,
- detektory termoluminescencyjne.

Przedstawiono również krótką charakterystykę oddziaływania promieniowania jonizującego z materią. Omawiając zagadnienia związane z oddziaływaniem promieniowania jonizującego z materią, należy scharakteryzować pojęcie fantomu.

Fantom jest to taka objętość materiału tkankopodobnego, której wymiary są na tyle duże, aby danej wiązce promieniowania zapewnić warunki pełnego rozpraszania. Czasem stosuje się fantom anatomiczny (antropomorficzny), przypominający kształtem ciało pacjenta. Za materiały fantomowe służą substancje, w których promieniowanie jest w taki sam sposób pochłaniane i rozpraszane, jak w odpowiednich substancjach biologicznych – tkankach ciała pacjenta. Otrzymane rozkłady mocy dawek w materiałach fantomowych służą do oszacowania rozkładu mocy dawki w ośrodku biologicznym (Łobodziec, 1999).

Woda jest standardowym materiałem fantomowym do pomiarów dozymetrycznych wiązek fotonów i elektronów, jednakże, pomiary dozymetryczne są często prowadzone w bardziej praktycznych materiałach stałych, takich jak: poliestyren, Lucite, A – 150 – plastik będący ekwiwalentem tkanki, Solid Water (WT1), Solid Water (RMI-457), Plastic Water lub Virtual Water.

Imitator wody charakteryzowany jest przez trzy parametry: gęstość masy, liczbę elektronów na gram i efektywną liczbę atomową. Efektywna liczba atomowa Z_{eff} zależy od układu atomowego mieszaniny, jak również od typu i jakości wiązki promieniowania. Dla

niskoenergetycznych fotonów, dla których efekt fotoelektryczny jest przeważający niż efekt Comptona i tworzenia par, Z_{eff} mieszaniny jest zdefiniowane jako:

$$Z_{\text{eff}} = \sqrt[3.5]{\sum_i a_i Z_i^{3.5}}, \quad (2.1.1)$$

gdzie:

a_i – masowy ułamek z elementu składowego i ,

Z_i – liczba atomowa z elementu składowego i .

Używając równania 2.1.1 otrzymujemy $Z_{\text{eff}} = 7.8$ dla powietrza i 7.5 dla wody.

Dla megawoltowych wiązek fotonów i elektronów Z_{eff} mieszaniny jest zdefiniowane jako:

$$Z_{\text{eff}} = \frac{\sum_i a_i \frac{Z_i^2}{A_i}}{\sum_i a_i \frac{Z_i}{A_i}}, \quad (2.1.2)$$

gdzie:

a_i – masowy ułamek z elementu składowego i ,

Z_i – liczba atomowa z elementu składowego i ,

A_i – masa atomowa z elementu składowego i .

Woda jest najbardziej uniwersalnym materiałem równoważnym tkance miękkiej, przydatnym w pomiarach wiązek fotonów i elektronów. Plastikowe, stałe materiały często użyte są w pomiarach fantomowych; jednakże, nie są uniwersalnymi substytutami tkanki, ponieważ nie wszystkie trzy wymagane ekwiwalentne parametry dla plastiku mogą być równoważne tym z wody.

Dla wiązek fotonów, ekwiwalent tkanki lub ekwiwalent wody pociąga za sobą dopasowanie współczynnika absorpcji masowo-energetycznego, masowej zdolności hamowania i masowej zdolności rozpraszania. Dla wiązek elektronowych, ekwiwalent wody musi mieć dopasowaną liniową zdolność hamowania i liniową zdolność rozpraszania. To jest możliwe do uzyskania jeżeli materiał fantomowy ma tę samą gęstość elektronową i tę samą liczbę atomową co woda (Podgorsak, 2005; Mayles, Nahum i Rosenwald, 2007).

2.1.1 Oddziaływanie promieniowania jonizującego z materią

Wiązkę promieniowania padającą na środowisko pochłania ono i rozprasza. W radioterapii zasadnicze znaczenie ma znajomość przestrzennego rozkładu dawki względnie mocy dawki w wiązce promieniowania przechodzącej przez napromieniany ośrodek – tkanki ciała pacjenta (Łobodziec, 1999).

Promieniowanie jonizujące, przechodząc przez ośrodek materialny, oddziałuje z atomami i cząstkami, które tworzą ten ośrodek. Efekt biologiczny tego oddziaływania zależy głównie od wartości energii przekazanej tkance przez promieniowanie jonizujące. Jonizację wywołują cząstki naładowane. Fotony bezpośrednio nie jonizują materii. Energia fotonów zostaje absorbowana w materii w wyniku zaistnienia określonego zjawiska. Dla fotonów o energii stosowanej w radioterapii, z punktu widzenia zagadnienia związanego z rozkładem dawki w absorbencie, ważne są trzy rodzaje oddziaływań:

- efekt fotoelektryczny – oddziaływanie fotonu z elektronami związanymi w atomie, którego wynikiem jest całkowita absorpcja fotonu,
- efekt Comptona – oddziaływanie fotonu z elektronami słabo związanymi lub swobodnymi w atomie, którego wynikiem jest nieelastyczne rozpraszanie,
- efekt tworzenia par – oddziaływanie fotonu z polem elektrycznym jądra lub elektronów, którego rezultatem jest całkowita absorpcja fotonu.

W efekcie wystąpienia (jednego lub kilku) zjawisk oddziaływania promieniowania z ośrodkiem uwolniona jest cząstka naładowana – elektron. Dla wszystkich rodzajów oddziaływań fotonów z materią energia deponowana jest w dwóch krokach. Oddziaływujący foton przekazuje swoją energię elektronowi a następnie elektron, poruszając się w absorbencie, na drodze jonizacji atomów deponuje uzyskaną energię (Łobodziec, 1999; Mayles, Nahum i Rosenwald, 2007). Zjawisko to ma duże znaczenie w rozkładzie dawki od wiązek fotonowych. Energia przekazana elektronowi przez foton nie jest w całości absorbowana w punkcie, w którym doszło do oddziaływania pomiędzy fotonem i elektronem. Energia ta jest absorbowana wzdłuż całej drogi jaką przebył elektron. Długość toru elektronu (jego zasięg) zależy od jego energii. Im większa energia elektronu, tym większy będzie jego zasięg w danym absorbencie. W pierwszym wspomnianym procesie, czyli w zjawisku fotoelektrycznym energia jaką uzyskuje elektron jest bardzo mała co sprawia, że zasięg elektronu nie przekracza kilku mikronów. Energia przekazana przez foton elektronowi jest absorbowana niemal w tym samym miejscu, w którym doszło do oddziaływania. Bardziej skomplikowany jest proces deponowania energii w zjawisku Comptona i w procesie tworzenia par. W wymienionych oddziaływaniach elektrony uzyskują energię pozwalającą im na przebycie drogi nawet kilku centymetrów. W procesach jonizacji deponują energię wokół

punktu, w którym doszło do oddziaływania. Opisane zjawisko komplikuje dodatkowo fakt, że energia elektronów, a co za tym idzie ich zasięg, zależy od kierunku pod jakim zostały rozproszone przez oddziałujący foton. Im większy jest kąt rozproszenia fotonu (kąt zawarty pomiędzy kierunkiem ruchu fotonu pierwotnego i fotonu rozproszonego), tym mniejsza jest energia elektronu (Kukołowicz, 2001; Subramania i Lawrence, 2004; Mayles, Nahum i Rosenwald, 2007).

Podsumowując, dawka w danym punkcie zależy nie tylko od liczby oddziaływań fotonów z absorbentem zachodzących w bezpośredniej bliskości tego punktu, ale również od oddziaływań fotonów zachodzących w pewnej odległości od tego punktu.

Opisane efekty, a także inne zjawiska współoddziaływania promieniowania z materią zachodzą z określonym prawdopodobieństwem. Prawdopodobieństwo zajścia odpowiedniego zjawiska jest zależne od liczby atomowej Z środowiska i energii fotonu E_{fot} :

$$\text{- efekt fotoelektryczny} \quad \sigma_f \approx \frac{Z^4}{E_{\text{fot}}^3}, \quad (2.1.3)$$

$$\text{- efekt Comptona} \quad \sigma_c = Z, \quad (2.1.4)$$

$$\text{- efekt tworzenie par} \quad \sigma_p \approx Z^2. \quad (2.1.5)$$

Oprócz opisanych wcześniej efektów mogą zachodzić także inne procesy oddziaływania promieniowania z materią:

- dla małych energii fotonów zachodzi rozproszenie elastyczne w wyniku oddziaływania z elektronami atomu,
- fotorozszczepienie polegające na zaabsorbowaniu fotonu przez jądro atomowe i wyemitowaniu neutronu. Prawdopodobieństwo zajścia tego zjawiska zależy od energii fotonu i liczby atomowej materiału, z którym oddziałuje. Zachodzi, gdy energia fotonu jest wyższa od energii wiązania neutronu w jądrze atomowym,
- wytworzenie mezonów w efekcie absorpcji fotonu w wyniku jego oddziaływania z polem mezonowym jąder atomowych.

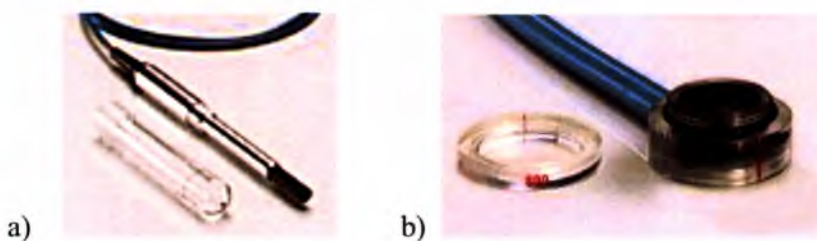
W zakresie energii stosowanych w radioterapii prawdopodobieństwo wystąpienia tych efektów jest jednak niewielkie (Łobodziec, 1999).

2.1.2 Komory jonizacyjne

Komory jonizacyjne działają na zasadzie jonizacji zachodzącej w ich wnętrzu. Jonizacja ta spowodowana jest przejściem przez objętość czynną komory cząstki jonizującej. W komorze jonizacyjnej jako gazu używa się powietrza. Oddziaływanie promieniowania jonizującego pośrednio z komorą jonizacyjną, inicjuje oddziaływanie, którego wynikiem jest wyrzucenie wysokoenergetycznych elektronów ze ścianki komory lub fantomu na skutek zjawiska fotoelektrycznego, Comptona lub tworzenia par. Wybite elektrony wchodzą w obszar czułej objętości komory, jonizując powietrze, produkując dodatnie jony i niskoenergetyczne elektrony we wrażliwej objętości komory. Niskoenergetyczne elektrony łączą się z elektroujemnymi cząsteczkami tlenu w powietrzu tworząc jony ujemne. Zasada działania komory jonizacyjnej związana jest właśnie ze zbieraniem ładunku par jonów dodatnich i ujemnych (Mayles, Nahum i Rosenwald, 2007).

W rutynowej dozymetrii promieniowania jonizującego w radioterapii wykorzystywane są dwa typy komór (Rys. 2.1.1):

- komora cylindryczna (np. typ Farmer),
- komora płasko-równoległa (np. typ Markus).

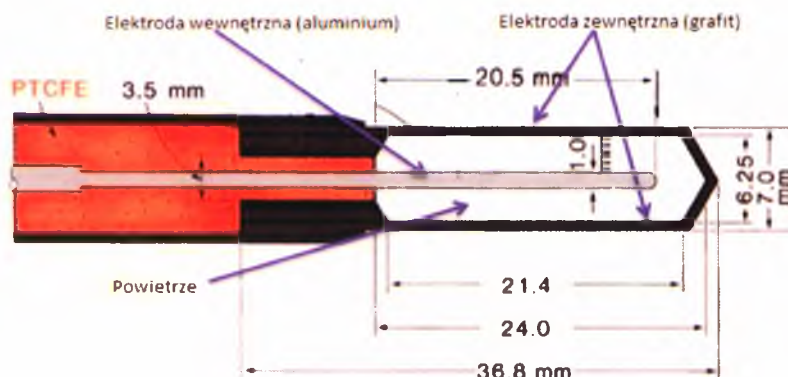


Rys. 2.1.1. Typy komór jonizacyjnych używane w dozymetrii promieniowania jonizującego w radioterapii: a) komora cylindryczna typu Farmer, b) komora płasko-równoległa typu Markus

Cylindryczne komory jonizacyjne (Rys. 2.1.1 a) są rekomendowane do pomiarów bezwzględnych wiązek w szerokim zakresie energii: od około 80 kV i $HVL = 2 \text{ mm Al}$, (ang. Half – Value Layer) przez promieniowanie gamma Co-60, wysokoenergetyczne wiązki fotonowe, wiązki elektronowe o energiach powyżej 10 MeV, aż do terapeutycznych wiązek protonów i ciężkich jonów.

Objętość czynna cylindrycznej komory jonizacyjnej powinna wynosić między $0,1$ a 1 cm^3 . Jest to kompromis pomiędzy zadowalającą czułością, a wymaganiami stawianymi detektorom wykorzystywanym do pomiaru w punkcie. Wymagania te spełnione są przez cylindryczne komory jonizacyjne, w których wymiary wewnętrzne wnęki powietrznej to: średnica mniejsza niż 7mm, a długość mniejsza niż 25 mm. Istotne jest, by

wnęka powietrzna nie była zamknięta – gwarantuje to szybkie uzyskiwanie równowagi temperaturowo-ciśnieniowej z otoczeniem.

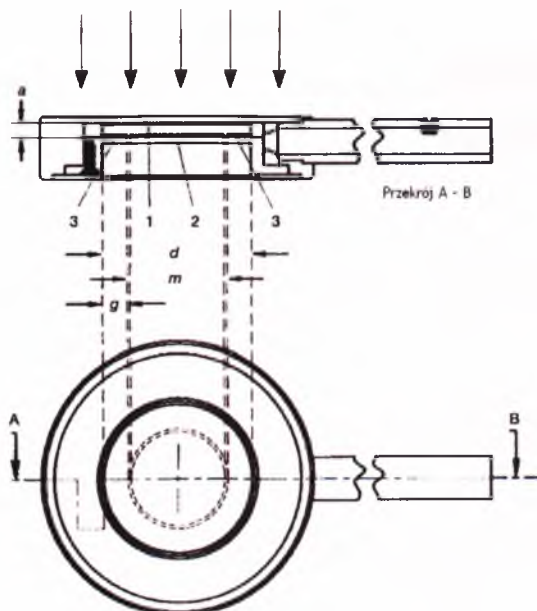


Rys. 2.1.2. Schemat budowy komory cylindrycznej typu Farmer

Klasyczna komora Farmera, której schemat budowy przedstawia Rys.2.1.2, to najczęściej używany w radioterapii model komory. Cylindryczne ścianki zewnętrzne będące jedną z elektrod są wykonane z grafitu. Drugą elektrodę stanowi cienki, centralny pręt wykonany z aluminium. Nominalna objętość czynna wynosi $0,6 \text{ cm}^3$. Długość wnęki - 24 mm, średnica wewnętrzna - 6,25 mm. Grubość grafitowej ścianki zewnętrznej - 0,37 mm (Podgorsak, 2005). Na rynku wiele modeli komór jonizacyjnych typu Farmer jest dostępnych komercyjnie. Ich ścianki zewnętrzne mogą być wykonane z różnych materiałów np. A-150 (materiał o gęstości elektronowej zbliżonej do mięśni), C-552 (materiał o gęstości elektronowej zbliżonej do powietrza), Derlin, Nylon 66, PMMA (materiał o gęstości elektronowej zbliżonej do wody). Dostępne są także modele, w których elektroda centralna wykonana jest z materiału A-150. Wymiary dostępnych cylindrycznych komór jonizacyjnych (średnica, długość) mogą być mniejsze niż w klasycznej komorze Farmera w celu zapewnienia lepszej rozdzielczości przestrzennej. Ma ona istotne znaczenie w obszarach szybkiego spadku dawki np. w obszarze półcienia, niestety ma to konsekwencje w spadku sygnału przypadającego na jednostkę dawki.

Drugi typ komór stosowanych w radioterapii to płaskie komory jonizacyjne (Rys. 2.1.1.b). Komory te są rekomendowane do pomiarów wiązek elektronów w całym zakresie energii, zaś dla wiązek o energiach poniżej 10 MeV ich użycie jest obligatoryjne. Dozwolone jest używanie płaskich komór jonizacyjnych do pomiarów bezwzględnych w wiązkach fotonowych tylko jeśli kalibracja komory wykonana została w wiązce fotonowej o identycznej jakości wiązki. Dozwolone jest także używanie płaskich komór do bezwzględnej dozymetrii wiązek protonów i ciężkich jonów.

Budowa komór płaskich jest różna od komór cylindrycznych, mimo że oba typy komór posiadają cylindryczną wnękę powietrzną. Detale konstrukcyjne budowy wewnętrznej komór płaskich określone są normą IEC 731 oraz przedstawione na Rys. 2.1.3.



Rys. 2.1.3. Schemat budowy komory płaskiej: 1 – elektroda (wejściowa), 2 – elektroda zbiorcza, 3 – pierścień ochronny, a – wysokość wnęki powietrznej, d – średnica elektrody (wejściowej), m – średnica elektrody zbiorczej, g – szerokość pierścienia ochronnego

Typowa objętość czynna komory płaskiej wynosi pomiędzy 0,05 a 0,5 cm³. Szczegóły elementów budowy komory płaskiej mogą zmieniać się zależnie od rodzaju wiązki promieniowania, dla której są dedykowane. Komora płaska posiada okienko wejściowe o grubości 102 mg/cm² wykonane z folii PMMA powleczonej grafitem, umożliwiające wykonywanie pomiarów na małej głębokości. Elektroda zbiorcza grubości 0,9 mm i średnicy 5,3 mm wykonana jest z PMMA powleczonego grafitem. Ścianka tylna i ścianki boczne wykonane są z PMMA. Komora ta posiada również trzecią elektrodę – pierścień ochronny o szerokości 0,2 mm, służącą zbieraniu sygnału od elektronów wchodzących przez ścianki boczne. Odległość między elektrodami wynosi 2 mm. Ten model komory nie spełnia wymagań stawianych komorom płaskim przez raport dozymetryczny nr 398 z powodu zbyt małych wymiarów dodatkowej elektrody (pierścień ochronny). Jest to jednak jeden z najpopularniejszych modeli komór płaskich używanych klinicznie.

2.1.3 Detektory półprzewodnikowe

2.1.3.1 Diody krzemowe

Dozymetr typu dioda krzemowa jest diodą półprzewodnikową ze złączem p-n. Diody są produkowane przy użyciu krzemu typu n lub krzemu typu p i warstwy przeciwnego typu otrzymanej poprzez przeciwne domieszkowanie powierzchni. Diody te zwane są jako dozymetry n-Si albo p-Si zależnie od materiału bazowego. Oba rodzaje diod są dostępne w sprzedaży, ale tylko diody typu p-Si są odpowiednie dla zastosowań dozymetrycznych w radioterapii, ze względu na mniejszą podatność na uszkodzenia radiacyjne oraz mniejszy prąd ciemny. Pod wpływem promieniowania jonizującego w detektorze zawierającym warstwę zubożoną powstają pary elektron – dziura ($e - h$). Nośniki ładunku wytworzone w detektorze przemieszczają się do obszaru zubożonego pod wpływem pola elektrycznego wywołanego potencjałem wewnętrznym. W ten sposób w diodzie generowany jest prąd o kierunku przeciwnym.

Diody są używane w trybie krótkiego spięcia, ponieważ ten tryb wykazuje liniową zależność między zmierzonym ładunkiem i dawką. W celu zredukowania prądu upływowego diody są zazwyczaj sterowane bez zewnętrznego napięcia wstępnego. W porównaniu do typowych komórek jonizacyjnych diody są czulsze i mają mniejsze rozmiary. Ze względu na zmianę czułości diod wynikającą z uszkodzeń radiacyjnych powstających podczas ich stosowania, diody półprzewodnikowe traktowane są jako dozymetry względne. W związku z powyższym nie mogą być użyte do kalibracji wiązek promieniowania. Diody są szczególnie przydatne do pomiaru w fantomach, na przykład pomiarów małych pól używanych w radiochirurgii stereotaktycznej w IMRT lub pomiarów obszarów dużego gradientu dawki jak obszar półcienia. Są też często używane do pomiaru dawek głębokościowych dla wiązek elektronowych. W tym przypadku diody mierzą bezpośrednio rozkład dawki (w przeciwieństwie do komórek jonizacyjnych, które mierzą jonizację powietrza).

Diody stosowane w dozymetrii *in vivo* muszą być wcześniej wykalibrowane i przy obliczaniu dawki należy zastosować kilka współczynników korekcyjnych. Czułość diody zależy od dawki skumulowanej, w związku z tym kalibracja musi być okresowo powtarzana. Diody wykazują odchylenie dawki z temperaturą. Podczas pomiaru należy zwrócić uwagę na zależność sygnału od mocy dawki, zależność kątową i zależność energii nawet dla małych odchyżeń w widmie wiązek promieniowania (Podgorsak, 2005; Mayles, Nahum i Rosenwald, 2007).

2.1.3.2 Detektory typu MOSFET

Miniaturowy krzemowy tranzystor polowy typu metal-tlenek-półprzewodnik MOSFET (ang. Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor) bazuje na pomiarze napięcia progowego, które jest liniową funkcją dawki pochłoniętej. Promieniowanie jonizujące, przenikając przez warstwę tlenku, generuje ładunek, który jest stale pułapkowy, powodując zmianę napięcia progowego. Całkowita dawka może zostać zmierzona podczas lub po napromienieniu. Pojedynczy detektor może być użyty w całym zakresie energii fotonów i elektronów, przy czym należy pamiętać o uwzględnieniu jakości promieniowania. Chociaż detektory MOSFET nie wymagają wprowadzenia współczynnika korekcji podczas pomiaru związanego z energią promieniowania w całym zakresie energetycznym to w przypadku wiązek megavoltowych zaleca się wprowadzenie współczynników kalibracji (Technical Note 5, 1999). Według danych literaturowych (Technical Note 4, 1999), detektory MOSFET wykazują małą osiową anizotropię ($\pm 2\%$ dla 360°) i nie wymagają korekcji mocy dawki (Technical Note 1, 2000). Szczegółowe informacje dotyczące charakterystyk i właściwości detektorów typu MOSFET zostaną przedstawione w Rozdziale 4 niniejszego opracowania.

2.1.4 Detektory termoluminescencyjne

Termoluminescencja jest termicznie aktywowaną fosforescencją. Jest to najbardziej efektywny i dobrze poznany proces z licznych różnych radiacji jonizacyjnych wywołanych termicznie aktywowanym zjawiskiem. Zjawisko termoluminescencji można wyjaśnić w oparciu o teorię pasmową ciała stałego. Teoria ta zakłada rozszczepianie dyskretnych poziomów energetycznych swobodnych atomów podczas tworzenia się ciała stałego. W efekcie na widmo energetyczne kryształu składają się pasma dozwolonych energii o skończonej szerokości. Idealny kryształ zawierałby trzy pasma: w pełni zapełnione elektronami pasmo walencyjne, puste pasmo przewodnictwa, które jednak zgodnie z prawami mechaniki kwantowej może zostać zapełnione oraz – rozdzielające oba wymienione pasma – pasmo zabronione w postaci przerwy energetycznej, gdzie nie ma poziomów, na których mogłyby znajdować się elektrony.

Kryształy umownie klasyfikuje się ze względu na szerokość przerwy energetycznej. Jeśli pasmo przewodnictwa nakłada się na pasmo walencyjne, ciało stałe określa się jako metal. Kryształ zalicza się do dielektryków, gdy pasmo zabronione ma szerokość większą od 2 eV, a do półprzewodników, kiedy szerokość jest mniejsza od 2 eV.

Procesy odpowiedzialne za zajście zjawiska termoluminescencji zachodzą w dielektrykach tylko dlatego, że ich struktura nie jest idealna z powodu nieprawidłowych

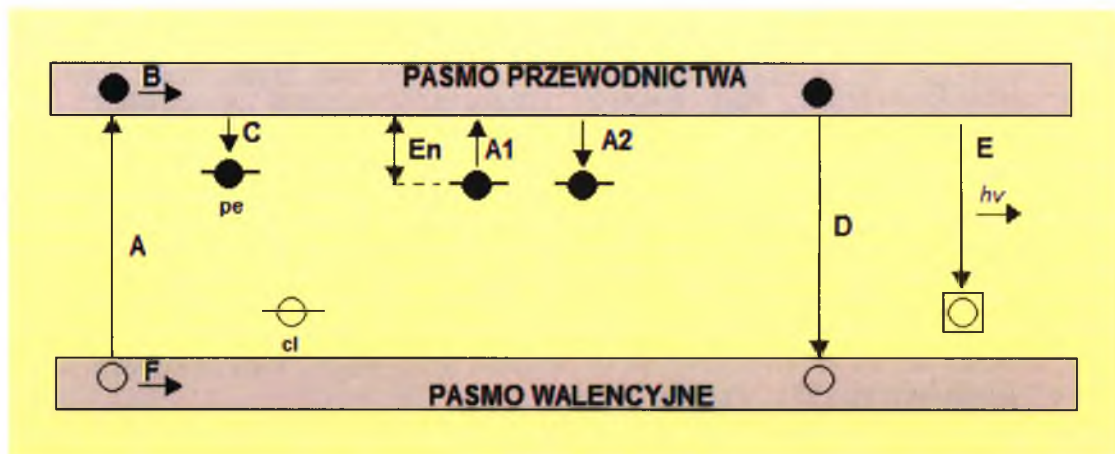
lokalizacji jonów podstawowych, tzn. ich braku w odpowiednim węźle czy też domieszkowania obcymi jonami w węzłach i międzywęzłach sieci krystalicznej. Istniejące defekty sieci wprowadzają do szerokiego pasma zabronionego dodatkowe poziomy energetyczne. Są to tzw. pułapki elektronowe zdolne do przechwytywania elektronów wędrujących w paśmie przewodnictwa oraz centra luminescencji zwane też centrami rekombinacji mogące dostarczać elektrony do pasma walencyjnego. Odpowiednie domieszkowanie dielektryka obcymi jonami pozwala na kontrolowanie koncentracji i rodzaju defektów (Niewiadomski, 1991; Furetta, 2003).

W dozymetrii termoluminescencyjnej wykorzystuje się właściwości jonizujące promieniowania, tj. jego zdolność do wybijania elektronów z pasma walencyjnego lub pasm położonych głębiej. Jeśli energia wybitego elektronu będzie większa od przerwy energetycznej pasma zabronionego, elektron zostanie przeniesiony z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa (Rys. 2.1.4 – A). Elektrony w paśmie przewodnictwa mogą migrować, aż do momentu, w którym zostaną wychwycone przez pułapki elektronowe (C). Jednocześnie powstałe po wybiciu elektronów dziury wędrują w paśmie walencyjnym (F) aż do chwili, w której zrekombinują z defektem kryształu w paśmie zabronionym. W ten sposób powstają centra luminescencji (D). Po napromienieniu detektora kończy się etap jonizacji i pułapkowania elektronów i dziur. Kolejny etap wiąże się z procesem odczytu dawkomierzy.

Gdy podczas podgrzewania do kryształu zostanie dostarczona energia większa od energetycznej głębokości pułapki (E_n), pułapki elektronowe opróżnią się, a uwolnione elektrony będą przechodzić ponownie do pasma przewodnictwa (Rys. 2.1.4 – A1).

Wędrują one w paśmie przewodnictwa i gdy znajdą się w sąsiedztwie dziury w centrum luminescencji, rekombinują z nią, co jest zjawiskiem pożądanym w dozymetrii TL, ponieważ towarzyszy temu emisja światła (E). Może się jednak zdarzyć, że zajdzie jeden z procesów konkurencyjnych, powodujących spadek wydajności termoluminescencji. Pierwszym z nich jest bezpromienista rekombinacja z dziurami w paśmie walencyjnym (D), a drugim powtórne związanie elektronu w pułapce elektronowej (A2) (Niewiadomski, 1991).

W dozymetrii termoluminescencyjnej wykorzystuje się charakterystyczną dla danego materiału proporcjonalność liczby zapełnionych pułapek elektronowych do zaabsorbowanej dawki. Powstało kilka teoretycznych opisów zjawiska termoluminescencji. Do najczęściej wymienianych należą modele kinetyki pierwszego rzędu podany w roku 1945 przez Randall'a i Wilkins'a, (Randall i Wilkins, 1945a; Randall i Wilkins, 1945b) oraz drugiego rzędu stworzony przez Garlicka i Gibsona w roku 1948.



Rys. 2.1.4. Model zjawiska termoluminescencji: A – przeniesienie elektronu do pasma przewodnictwa w wyniku absorpcji kwantu promieniowania jonizującego, B – wędrówka przestrzenna i energetyczna elektronu w paśmie przewodnictwa, C – związanie elektronu w pułapce, E_n – energetyczna głębokość pułapki elektronowej, A1 – opuszczenie pułapki elektronowej przez elektron i przejście do pasma przewodnictwa, A2 – ponowne związanie elektronu w pułapce, D – rekombinacja elektronu z dziurą w paśmie walencyjnym (nie prowadzi do luminescencji), E – rekombinacja elektronu z centrum luminescencji dająca światło luminescencji, F – migracja dziury w paśmie walencyjnym, pe – pułapka elektronowa, cl – centrum luminescencji (rekombinacji)

Odczytu detektorów termoluminescencyjnych dokonuje się w specjalnie do tego celu przeznaczonych czytnikach. Podstawę systemu odczytu dawkomierzy stanowi grzejnik, który zapewnia kontrolowane, liniowe lub wielostopniowe narastanie temperatury. W wyniku podgrzewania dawkomierza dochodzi do emisji światła, które w fotopowielaczu jest wzmacnianie i przetwarzane na sygnał elektryczny. Umieszcza się na nim detektor poddany wcześniejszej ekspozycji na promieniowanie jonizujące. Fotopowielacz wyposażony jest w układ chłodzenia zapewniający zmniejszenie prądu ciemnego. Impulsy prądowe są przekazywane do elektronicznego układu przetwarzania sygnału, a stamtąd do komputera. Wyniki w formie zależności liczby emitowanych kwantów luminescencji od zmian temperatury podczas odczytu przedstawione są jako tzw. krzywa wyświecania lub krzywa TL. Termoluminescencyjna krzywa wyświecania jest generowana podczas rozłożonej w czasie emisji światła luminescencji, która ma miejsce podczas podgrzewania detektorów TL w czasie odczytu. Uwalnianie elektronów z poszczególnych pułapek elektronowych jest reprezentowane na krzywej w postaci oddzielonych pików lub gdy pułapki mają zbliżone energie wiązania, w postaci zlanego piku. Gdyby termoluminofor zawierał jedynie jeden rodzaj pułapek elektronowych o takiej samej głębokości, krzywa wyświecania miałaby postać izolowanego piku. Amplituda tego piku zależałaby od szybkości podnoszenia temperatury (szybsze grzanie wiąże się z większą amplitudą i powoduje przesunięcie maksimum piku w stronę wyższych temperatur). Niezależna od szybkości grzania byłaby natomiast scałkowana powierzchnia pod pikiem i to ona stanowiłaby najpewniejszą miarę dawki

pochłoniętej w trakcie napromieniania. W rzeczywistych materiałach termoluminescencyjnych istnieje co najmniej kilka rodzajów pułapek o różnej głębokości. W związku z tym krzywe TL składają się z kilku wzajemnie na siebie nachodzących pików. Standardowo podczas odczytu temperatura jest podnoszona liniowo, dzięki czemu uzyskuje się różniczkową krzywą wyświecania będącą wykresem zależności natężenia światła termoluminescencji od temperatury. Z krzywej TL można odczytać nie tylko informacje o rozkładzie energetycznym pułapek, ale także o wydajności luminescencji w czasie rekombinacji elektron-dziura zachodzącej podczas opróżniania pułapek (Furetta, 2003).

W aplikacjach medycznych stosowane są zwykle TLD następujących typów: LiF:Mg,Ti, LiF:Mg,Cu,P oraz Li₂B₄O₇:Mn, z uwagi na ich ekwiwalent tkankowy. Inne TLD używane ze względu na ich wysoką czułość to: CaSO₄:Dy, Al₂O₃:C i CaF:Mn. Detektory TLD stosuje się w dozymetrii *in vivo* w rutynowej procedurze zapewnienia jakości jak i do monitorowania dawki w specjalnych przypadkach, takich jak napromienianie technikami konformalnymi (Kron, 1999). Ponadto detektory TL znajdują zastosowanie do pomiaru dawki dla organów krytycznych, w napromienianiu całego ciała (TBI), w brachyterapii. TLD stosuje się także do weryfikacji technik leczenia w różnych fantomach (np. fantomy antropomorficzne). Stosuje się je także w audytach dozymetrycznych, w szpitalach prowadzących działalność z wykorzystaniem promieniowania jonizującego, które są przeprowadzane przez International Atomic Energy Agency – World Health Organization (WHO) (Niewiadomski, 1991).

2.2 Warunki referencyjne wyznaczenia dawki

Jednym z podstawowych zadań dozymetrii promieniowania jonizującego jest wyznaczenie dawki w warunkach referencyjnych oraz kalibracja aparatów terapeutycznych, czyli powiązanie jednostek dawki w [Gy] z jednostkami w jakich są kalibrowane akceleratory medyczne [MU] (ang. Monitor Units). Poniżej przedstawione zostały praktyczne aspekty zaleceń wyznaczania dawek oparte na dawce pochłoniętej w wodzie, zastosowane w praktyce i oparte na protokole IAEA TRS No 398 „Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy” dla kalibracji megawoltowych wiązek fotonów i elektronów.

2.2.1 Określenie dawki w wodzie dla wiązek fotonowych w zakresie energii 1 – 50 MV

Zgodnie z wytycznymi IAEA TRS No 398, w celu określenia dawki w warunkach referencyjnych dla wiązki fotonów należy:

- a) wyznaczyć współczynniki k_s i k_{pol} dla komory jonizacyjnej używanej do pomiaru dawki (zdefiniowane poniżej),
- b) określić jakość wiązki fotonów mierząc $TPR_{20,10}$ lub wyznaczyć $PDD_{20,10}$ z krzywej PDD, następnie obliczyć wartość $TPR_{20,10}$ zgodnie z równaniem 1.4.4,
- c) w oparciu o tabelę 14 raportu IAEA TRS No 398, wyznaczyć wartość k_Q (zdefiniowane poniżej), używając wartości wyznaczonego $TPR_{20,10}$ dla komory jonizacyjnej użytej do pomiaru,
- d) określić dawkę $D_{w,Q}$ na głębokości d_{ref} (Tab. 2.2.1.) zgodnie z równaniem 2.2.1.

Warunki referencyjne dla określenia dawki $D_{w,Q}$ w wodzie w zakresie energii 1 – 50 MV podane zostały w Tab. 2.2.1. (IAEA, 2000).

Materiał fantomu	woda
Typ komory	cylindryczna
Głębokość pomiaru d_{ref}	dla $TPR_{20,10} < 0.7 - 5 \text{ g/cm}^2$ lub 10 g/cm^2 dla $TPR_{20,10} \geq 0.7 - 10 \text{ g/cm}^2$
Punkt referencyjny komory jonizacyjnej	na osi komory, w środku objętości czynnej
Położenie punktu referencyjnego komory	na głębokości pomiarowej d_{ref}
SSD lub SCD	100 cm
Wielkość pola	10 cm x 10 cm

Tab. 2.2.1. Warunki referencyjne określenia dawki w wodzie dla wiązek fotonowych (IAEA, 2000)

Dawka na głębokości d_{ref} obliczona jest zgodnie z wyrażeniem:

$$D_{w,Q} [cGy] = M_Q N_{D,w} k_Q,$$

(2.2.1)

gdzie:

- a) $M_Q [nC]$ – odczyt dawkomierza $W_Q [nC]$ na głębokości d_{ref} , uwzględniający poprawkę na ciśnienie (P) i temperaturę (T) - $k_{P,T}$, zjawisko rekombinacji - k_s oraz efekt polaryzacji - k_{pol} ,

$$M_Q [nC] = W_Q k_{P,T} k_s k_{pol}.$$

(2.2.2)

Poprawki dotyczące poszczególnych zjawisk, uwzględnionych przy określeniu M_Q wyrażają się następującymi zależnościami:

$$k_{P,T} = (273,2 + T) * 1013 / 293,2 * P,$$

(2.2.3)

$$k_s = a_0 + a_1 (M_1 / M_2) + a_2 (M_1 / M_2)^2,$$

(2.2.4)

gdzie:

M_1 i M_2 to odczyt dawkomierza dla napięcia polaryzacji odpowiednio V_1 i V_2 – metoda dwóch napięć,

$$k_{pol} = (|M_+| + |M_-|) / 2M$$

(2.2.5)

gdzie:

M_+ i M_- to odczyt dawkomierza dla polaryzacji odpowiednio dodatniej i ujemnej, a M to odczyt dawkomierza dla polaryzacji pracy dodatniej lub ujemnej,

- b) $N_{D,w}$ [cGy/nC] – współczynnik dawki pochłoniętej w wodzie dla jakości promieniowania Q (wiązka kobaltu Co-60); wartość podana w świadectwie wzorcowania przyrządu pomiarowego,
- c) k_Q – współczynnik korekcyjny zależny od typu komory jonizacyjnej uwzględniający różnice jakości wiązki użytkownika i wiązki użytej do wzorcowania komory dla jakości promieniowania Q.

2.2.2 Określenie dawki w wodzie dla wiązek elektronowych w zakresie energii 3 - 50 MeV

Na podstawie raportu IAEA TRS No 398, w celu określenia dawki w warunkach referencyjnych dla wiązki elektronów należy wykonać następujące czynności:

- a) wyznaczyć k_s i k_{pol} dla komory jonizacyjnej używanej do pomiaru dawki,
- b) wyznaczyć R_{50} z krzywej jonizacji,
- c) określić jakość wiązki elektronów, korzystając z równań 1.4.7 – 1.4.8,
- d) wyznaczyć wartość $k_{Q,Q_{cross}}$ daną równaniem 2.2.11 (wzorcowanie w wiązce elektronów) lub wyznaczyć wartość k_Q (wzorcowanie w wiązce Co-60), stosując raport TRS No 398,
- e) obliczyć głębokość punktu pomiarowego zgodnie z równaniem:

$$d_{ref} = 0.6R_{50}(cm) - 0.1cm, \quad (2.2.6)$$
- f) wyznaczyć wartość procentowej dawki na głębokości PDD_{dref} w punkcie pomiarowym d_{ref} ze zmierzonej krzywej jonizacji dla pola 10 cm x 10 cm, po przeliczeniu jej na krzywą dawki,
- g) określić dawkę na głębokości d_{ref} zgodnie z równaniem 2.2.8 lub 2.2.9,
- h) określić dawkę na głębokości d_{max} zgodnie z równaniem:

$$D_{w,Q}(d_{max})[cGy] = \frac{D_{w,Q}}{PDD_{dref}}. \quad (2.2.7)$$

Dawka na głębokości d_{ref} obliczona jest zgodnie z wyrażeniem:

$$D_{w,Q}[cGy] = M_Q N_{D,w} k_Q, \quad (2.2.8)$$

lub

$$D_{w,Q}[cGy] = M_Q N_{D,w,Qcross} k_{Q,Qcross} \tag{2.2.9}$$

gdzie:

- a) $M_Q[nC]$ – odczyt dawkomierza $W_Q[nC]$ na głębokości d_{ref} , uwzględniający poprawki na ciśnienie (P) i temperaturę (T) - $k_{P,T}$, zjawisko rekombinacji - k_s oraz efekt polaryzacji - k_{pol} ,

$$M_Q[nC] = W_Q k_{P,T} k_s k_{pol} \tag{2.2.10}$$

- b) $N_{D,w} [cGy/nC]$ – współczynnik dawki pochłoniętej w wodzie dla jakości promieniowania Q (wiązka kobaltu Co-60); wartość podana w świadectwie wzorcowania przyrządu pomiarowego,
- c) $N_{D,w Qcross}[cGy/nC]$ – współczynnik dawki pochłoniętej w wodzie dla jakości promieniowania Q_{cross} (Q_{cross} – wiązka elektronów); wartość podana w świadectwie wzorcowania przyrządu pomiarowego,
- d) k_Q – współczynnik korekcyjny zależny od typu komory jonizacyjnej uwzględniający różnice jakości wiązki użytkownika i wiązki użytej do wzorcowania komory Q,
- e) $k_{Q,Qcross}$ – współczynnik korekcyjny zależny od typu komory jonizacyjnej uwzględniający różnice jakości wiązki użytkownika i wiązki użytej do wzorcowania komory Q_{cross} .

$$k_{Q,Qcross} = k_{Q,Qint} / k_{Qcross,Qint} \tag{2.2.11}$$

Wartości $k_{Q,Qint}$ i $k_{Qcross,Qint}$ należy wyznaczyć w oparciu o tabelę 19 raportu IAEA TRS No 398 Tab.19

Warunki referencyjna dla określenia dawki w wodzie podane są w Tab. 2.2.2.

Materiał fantomu	dla $R_{50} \geq 4g/cm^2$ – woda dla $R_{50} < 4g/cm^2$ – woda lub plastik
Typ komory	dla $R_{50} \geq 4g/cm^2$ – płaska lub cylindryczna dla $R_{50} < 4g/cm^2$ – płaska
Głębokość pomiaru d_{ref}	$d_{ref}=0,6 R_{50} - 1 [g/cm^2]$
Punkt referencyjny komory jonizacyjnej	komora cylindryczna – na osi komory, w środku objętości czynnej; komora płaska – w środku okienka, na jego wewnętrznej powierzchni.
Położenie punktu referencyjnego komory	dla komory płaskiej – na głębokości pomiarowej, dla komory cylindrycznej – $0,5r_{cyl}$ – głębiej niż głębokość pomiarowa
SSD lub SCD	100cm
Wielkość pola	10cm x10cm

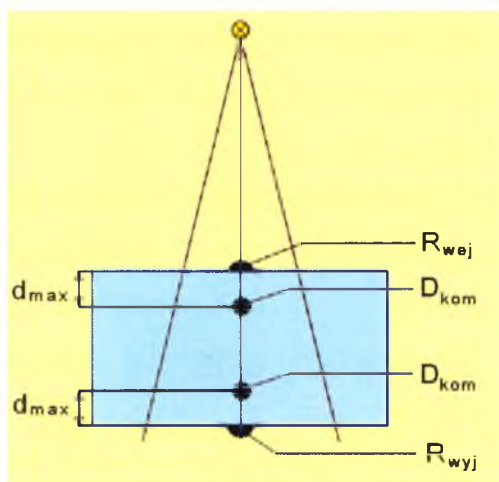
Tab. 2.2.2. Warunki referencyjne określenia dawki w wodzie dla wiązek elektronowych (IAEA, 2000)

2.3 Metody pomiaru dawki

Jednym z podstawowych warunków skuteczności radioterapii nowotworów jest zapewnienie zgodności dawki zaplanowanej i podanej. Końcowy sprawdzian zgodności dawki zaplanowanej z dawką podaną stanowi pomiar dawki podczas seansu napromieniania chorego. Pomiary mogą obejmować pomiar dawki wejściowej i wyjściowej. W tym celu korzysta się z detektorów półprzewodnikowych, detektorów typu MOSFET połączonych z elektrometrem lub detektorów termoluminescencyjnych. Detektory półprzewodnikowe mają tę przewagę nad detektorami TL, iż dawkę da się odczytać w trakcie seansu napromieniania chorego i zawczasu poczynić ewentualne korekty (Łobodziec, 1999; Marinello i Van Dam, 1994).

2.3.1 Dawka wejściowa

Określenie wartości dawki wejściowej na podstawie odczytu dowolnego detektora możliwe jest na podstawie wyznaczenia wartości dawki zmierzonej przez wywzorcowany detektor – w tym przypadku komorę jonizacyjną umieszczoną na głębokości dawki maksymalnej stosowanego promieniowania o danej energii. Schemat układu pomiarowego określenia dawki wejściowej przedstawia Rys.2.3.1.



Rys. 2.3.1. Schemat układu pomiarowego określenia dawki wejściowej i wyjściowej

Aby określić wartość dawki wejściowej na podstawie odczytu detektora, należy wcześniej w pomiarach fantomowych wyznaczyć odpowiednie współczynniki kalibracyjne i korekcyjne dla stosowanych w pomiarach *in vivo* detektorów w odniesieniu do pomiaru komorą jonizacyjną. W tym celu fantom umieszczony jest w polu wiązki promieniowania.

Na powierzchni fantomu w osi centralnej wiązki promieniowania znajduje się detektor, natomiast na głębokości dawki maksymalnej w fantomie, również w osi centralnej wiązki promieniowania, umieszczana jest komora jonizacyjna (Marinello i Van Dam, 1994).

W celu określenia dawki wejściowej definiowany jest współczynnik kalibracyjny dowolnego detektora F_{wej} użytego do pomiarów *in vivo* równaniem:

$$F_{wej} = \frac{D_{kom}}{R_{wej}}, \quad (2.3.1)$$

gdzie:

D_{kom} – dawka zmierzona komorą jonizacyjną na głębokości d_{max} ,

R_{wej} – odczyt dowolnego detektora odpowiadający dawce D_{kom} .

Zgodnie z równaniem 2.3.1, możemy następnie wyznaczyć dawkę wejściową w oparciu o wskazanie detektora zgodnie z równaniem 2.3.2 jako iloczyn współczynnika kalibracyjnego F_{wej} i odczytu detektora półprzewodnikowego R_{wej} użytego do pomiaru:

$$D_{wej} = F_{wej} \cdot R_{wej}. \quad (2.3.2)$$

Współczynnik F_{wej} może być zależny od kilku wielkości związanych z pomiarem dawki, jeżeli został on wyznaczony w warunkach innych niż pomiar dawki *in vivo* pacjentów poddanych radioterapii. Wskazania detektora użytego do pomiaru dawki *in vivo* mogą być zależne od:

- wielkości napromienianego pola – $k(S)$,
- odległości od źródła do napromienianej powierzchni – $k(SSD)$,
- kierunku padania wiązki – $k(\varphi)$,
- temperatury otoczenia – $k(t)$.

Zatem współczynnik kalibracyjny F_{wej} dawki wejściowej, dowolnego detektora użytego do pomiaru, powinien zostać przedstawiony jako iloczyn współczynnika kalibracyjnego wyznaczonego w warunkach standardowych i odpowiednich współczynników korekcyjnych. Powodem takiego działania jest uproszczenie obliczenia dawki podanej pacjentowi w późniejszych pomiarach *in vivo*. Warunki standardowe, w których przeprowadzana jest kalibracja detektorów to: pole napromieniania $S_0 = 10 \times 10 \text{ cm}^2$, $SSD_0 = 100 \text{ cm}$, kąt padania wiązki promieniowania $\varphi_0 = 0^\circ$, t_0 – temperatura układu pomiarowego podczas kalibracji.

Dla warunków pomiaru dawki innych niż warunki standardowe kalibracji detektorów, współczynnik kalibracyjny detektora F_{wej} ma postać:

$$F_{wej}(S, SSD, \varphi, t) = F_{wej}(S_0, SSD_0, \varphi_0, t_0) \cdot k(S) \cdot k(SSD) \cdot k(\varphi) \cdot k(t), \quad (2.3.3)$$

gdzie:

$$k(S) = \frac{F_{wej}(S, SSD_0, \varphi_0, t_0)}{F_{wej}(S_0, SSD_0, \varphi_0, t_0)}, \quad (2.3.4)$$

$$k(SSD) = \frac{F_{wej}(S_0, SSD, \varphi_0, t_0)}{F_{wej}(S_0, SSD_0, \varphi_0, t_0)}, \quad (2.3.5)$$

$$k(\varphi) = \frac{F_{wej}(S_0, SSD_0, \varphi, t_0)}{F_{wej}(S_0, SSD_0, \varphi_0, t_0)}, \quad (2.3.6)$$

$$k(t) = \frac{F_{wej}(S_0, SSD_0, \varphi_0, t)}{F_{wej}(S_0, SSD_0, \varphi_0, t_0)}. \quad (2.3.7)$$

Zdarza się, że współczynniki $k(S)$, $k(\varphi)$, $k(t)$ są bliskie jedności (Łobodziec, 1999). Pozwala to na pominięcie ich w równaniu 2.3.3, co upraszcza procedurę pomiaru dawki wejściowej. Ponadto możliwe jest wykluczenie współczynnika $k(SSD)$ z równania 2.3.3 ze względu na niezależność wskazań stosowanych w dozymetrii *in vivo* detektorów ze zmianą SSD.

Należy też zwrócić uwagę na możliwości zmiany wskazań detektorów zależnych od: jakości zastosowanego promieniowania oraz wartości dawki skumulowanej – $k(D_s)$. Jeżeli do pomiaru *in vivo* użyjemy detektorów, w których obserwowane są wyżej opisane zmiany, wówczas należy: wykonać kalibrację detektorów dla każdej stosowanej energii promieniowania, okresowo wykonywać kalibrację detektorów lub na podstawie pomiarów detektorów wyznaczyć współczynnik kalibracyjny zależny od wartości dawki skumulowanej. Wówczas współczynnik kalibracyjny detektora F_{wej} ma postać:

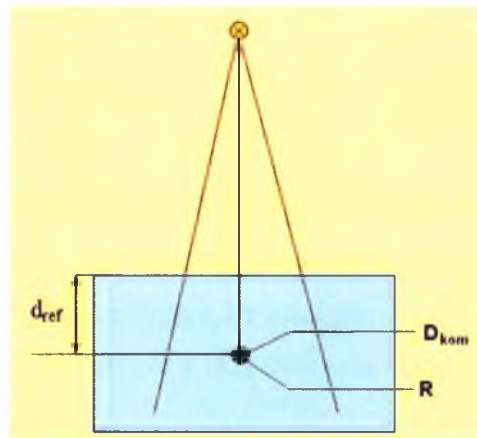
$$F_{wej,E}(S, SSD, \varphi, t) = F_{wej,E}(S_0, SSD_0, \varphi_0, t_0) \cdot k(S) \cdot k(SSD) \cdot k(\varphi) \cdot k(t) \cdot k(D_s), \quad (2.3.8)$$

gdzie indeks E jest określeniem jakości promieniowania zastosowanego do kalibracji oraz pomiaru dawki *in vivo*.

Wszystkie omówione powyżej współczynniki korekcji, jak również współczynniki kalibracji zostały wyznaczone i będą przedstawione w Rozdziale 4 niniejszej rozprawy.

2.3.2 Dawka na dowolnej głębokości

Określenie wartości dawki na dowolnej głębokości napromienianego obszaru na podstawie odczytu dowolnego detektora możliwe jest poprzez wyznaczenie wartości dawki zmierzonej przez wywzorcowany detektor. W tym przypadku konieczne jest wyznaczenie współczynnika kalibracji F , określonego jako iloraz dawki zmierzonej komorą jonizacyjną w fantomie wodnym na głębokości d_{ref} dla ustalonej liczby jednostek monitorowych (LJM) i wskazań detektora, umieszczonego w tym samym miejscu w fantomie wodnym dla identycznej wartości LJM. Schemat układu pomiarowego dla określenia współczynnika kalibracyjnego pomiaru dawki na dowolnej głębokości przedstawia Rys. 2.3.2.



Rys. 2.3.2. Schemat układu pomiarowego dla określenia współczynnika kalibracyjnego pomiaru dawki na dowolnej głębokości

Można to zapisać następującym równaniem:

$$F = \frac{D(d_{ref})}{R}, \quad (2.3.9)$$

gdzie:

$D(d_{ref})$ [cGy] – wartość dawki zmierzonej komorą jonizacyjną,

R – odczyt tej dawki przy użyciu detektorów.

Podobnie jak dla przypadków opisanych w podrozdziale 2.3.1 oraz 2.3.3 dawkę na dowolnej głębokości możemy wyznaczyć w oparciu o wskazanie detektora zgodnie

z równaniem 2.3.10 jako iloczyn współczynnika kalibracyjnego F i odczytu detektora R użytego do pomiaru:

$$D_d = F \cdot R, \quad (2.3.10)$$

gdzie:

D_d – jest pomiarem dawki na dowolnej głębokości.

Jeżeli pomiar dawki *in vivo* wykonywany będzie w warunkach innych niż warunki kalibracji detektorów, wówczas współczynnik F należy przedstawić jako iloczyn współczynnika kalibracji i odpowiednich współczynników korekcji odczytu detektorów. Procedura wyznaczenia współczynników korekcji jest identyczna jak w opisywanych podrozdziałach 2.3.1 i 2.3.3.

2.3.3 Dawka wyjściowa

Wartość dawki wyjściowej jest wartością zmierzona na powierzchni fantomu (napromienianego obiektu) po przejściu przez niego wiązki promieniowania. Powód praktyczny sprawia, że dawkę wyjściową określa się wewnątrz napromienianego obiektu, w osi wiązki, w odległości od wyjścia wiązki z napromienianego obiektu równej głębokości dawki maksymalnej d_{max} użytego do pomiaru promieniowania Rys. 2.3.1.

Dawkę wyjściową można wyznaczyć na podstawie odczytu detektora umieszczając go w osi wiązki od strony jej wyjścia z napromienianego obiektu. Podobnie jak w przypadku pomiaru dawki wejściowej wymagane jest określenie współczynników kalibracyjnych i korekcyjnych detektorów na podstawie pomiarów fantomowych. Współczynnik kalibracyjny dawki wyjściowej dany jest równaniem:

$$F_{wyj} = \frac{D_{kom}}{R_{wyj}}, \quad (2.3.11)$$

gdzie:

D_{kom} – dawka zmierzona komorą jonizacyjną na głębokości d_{max} wyznaczonej od „dna” fantomu,

R_{wyj} – odczyt dowolnego detektora odpowiadający dawce D_{kom} .

Dla ustalonego SSD jako funkcja:

$$F_{wyj} = F_{wyj}(g, S, \varphi, t), \quad (2.3.12)$$

gdzie:

g – grubość fantomu,

S – wielkość pola napromieniania,

φ – kąt między prostą prostopadłą do podstawy detektora i osią wiązki padającego na detektor promieniowania,

t – temperatura.

Dla ustalonej grubości fantomu g :

$$F_{wyj}(g, S, \varphi, t) = F_{wyj}(g, S_0, \varphi_0, t_0) \cdot k_{wyj}(S) \cdot k_{wyj}(\varphi) \cdot k_{wyj}(t), \quad (2.3.13)$$

gdzie:

$F_{wyj}(g, S_0, \varphi_0, t_0)$ – współczynnik kalibracyjny dawki wyjściowej dla warunków pomiarowych: $S = 10 \times 10 \text{ cm}^2$, ustalonej wartości SSD, kąt padania wiązki promieniowania $\varphi = 0^\circ$, temperatura $t = t_0$ (temperatura układu pomiarowego podczas kalibracji).

Pozostałe współczynniki: $k_{wyj}(S), k_{wyj}(\varphi), k_{wyj}(t)$ określone są w podobny sposób jak w równaniach 2.3.4 – 2.3.7.

Przy określaniu dawki wyjściowej należy pamiętać o uwzględnieniu wartości współczynników korekcyjnych związanych z jakością zastosowanego promieniowania oraz $k(D_s)$ opisanych w Rozdziale 2.3.1.

3. Podstawy fizyczne detektorów półprzewodnikowych

... "Jeżeli gaz wypełniający komorę jonizacyjną o płaskich elektrodach zastąpimy stałym dielektrykiem, to otrzymamy nowy rodzaj detektora o bardzo korzystnych właściwościach. Po pierwsze, ze względu na znacznie większą gęstość ciał stałych w porównaniu z gęstością gazów zdolność hamująca tego detektora będzie większa, po drugie, dla większości stałych dielektryków średnia energia potrzebna do wytworzenia pary elektron – dziura jest o wiele mniejsza niż energia zużywana na utworzenie pary jonów w gazie" ...

J. B. England

3.1 Cechy detektorów stosowanych w dozymetrii promieniowania jonizującego

Działanie detektorów promieniowania jonizującego jest oparte na przetwarzaniu w materiale czułym detektora części lub całości energii padającego promieniowania na sygnał. W większości przypadków sygnałem będzie porcja ładunku elektrycznego, wytworzonego na skutek oddziaływania cząstki lub kwantu promieniowania z materiałem detektora (detektory jonizacyjne i półprzewodnikowe) lub błysk świetlny towarzyszący przejściu cząstki przez pewne substancje (spektrometry scyntylacyjne). Sygnał ten jest następnie wzmacniany i odpowiednio kształtowany przez zespół układów elektronicznych (Fornal, 2001). Detektor promieniowania można scharakteryzować podając jego:

- czułość,
- wydajność,
- odpowiedź detektora,
- czas odpowiedzi i czas martwy,
- energetyczną zdolność rozdzielczą.

Poniżej omówiono kolejno istotne charakterystyki detektorów.

Czułość detektora zdefiniowana jest jako minimalna wartość energii cząstki, wystarczająca do wykrycia sygnału. Właściwość ta zależy od:

- przekroju czynnego na oddziaływanie cząstek z podstawowym materiałem detektora,
- masy tego materiału,
- wielkości szumu,
- rodzaju obudowy detektora.

Nie istnieją detektory jednakowo czułe na każdy rodzaj promieniowania. Dany typ detektora jest projektowany tak, aby mógł rejestrować wybrany jeden rodzaj promieniowania w określonym zakresie energii.

Wydajność jest stosunkiem liczby zarejestrowanych cząstek do liczby cząstek wpadających do objętości czynnej detektora; im wyższa wydajność, tym krótszy jest czas zbierania danych. Wydajność detektora zależy przede wszystkim od przekroju czynnego na oddziaływanie promieniowania z materiałem czułym detektora oraz kształtu i rozmiarów tego materiału. Bardzo często pod pojęciem wydajności detektora rozumie się jego całkowitą wydajność detekcji dla pomiarów ze źródłem punktowym. Określa się ją jako stosunek liczby cząstek zarejestrowanych w danym czasie od liczby wszystkich cząstek wyemitowanych w tym samym czasie ze źródła.

Odpowiedź detektora, to zależność ładunku lub amplitudy sygnału wyjściowego od energii rejestrowanej cząstki. Najlepiej, aby zależność ta była liniowa. Reakcja na promieniowanie cząstek lub kwantów promieniowania o tej samej energii postrzegana jest jako widmo sygnałów generowanych w detektorze o podobnej amplitudzie. Otrzymuje się wówczas widmo w postaci jednego piku gaussowskiego. Może się zdarzyć, że powstałe widmo ma dość skomplikowany kształt, w szczególności jeżeli mamy do czynienia z wiązką promieniowania monoenergetycznego. Np. dzięki różnorodności oddziaływań promieniowania gamma z materią, detektory germanowe lub scyntylacyjne dają złożone widmo odpowiedzi (fotopik, obszar komptonowski, czy tzw. piki ucieczki pojedynczej i podwójnej).

Czas odpowiedzi, a więc czas pomiędzy wniknięciem cząstki, a powstaniem uformowanego sygnału wyjściowego, powinien być jak najkrótszy, ponieważ determinuje on czasową zdolność rozdzielczą detektora. Długość sygnału wyjściowego jest istotna, gdyż podczas jego trwania detektor jest zablokowany dla rejestracji kolejnej cząstki lub kwantu.

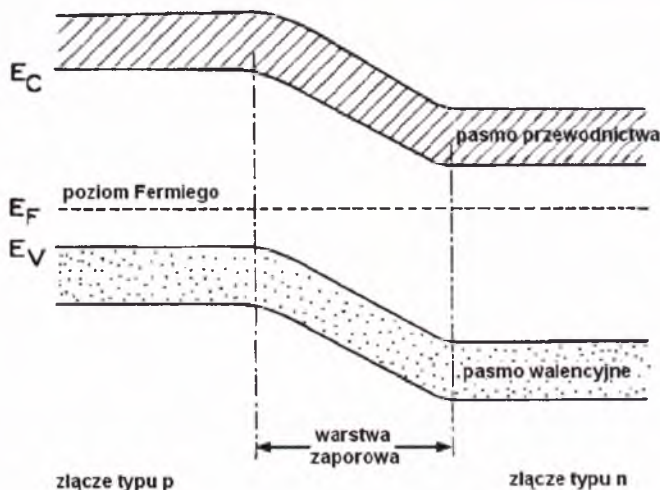
Czas martwy jest bardzo istotną cechą detektora. Niektóre detektory w czasie trwania impulsu są nieczułe na przyjście kolejnej cząstki lub kwantu, inne dają impuls nakładający się na impuls pierwszej z rejestrowanych cząstek, co prowadzi do deformacji widma. Staramy się, aby detektor miał zawsze jak najkrótszy czas martwy, gdyż może wtedy zarejestrować wiele cząstek bez istotnych strat informacji.

Energetyczna zdolność rozdzielcza zdefiniowana jest jako stosunek szerokości połówkowej (FWHM) fotopiku do amplitudy sygnału. Na zdolność rozdzielczą detektora mają wpływ takie czynniki jak fluktuacje w procesie tworzenia się impulsu, niejednorodność materiału detekcyjnego czy szumy układu elektronicznego stowarzyszonego z detektorem (Fornal, 2001; Lutz, 1999; Gaponow, 1965).

3.2 Detektory półprzewodnikowe

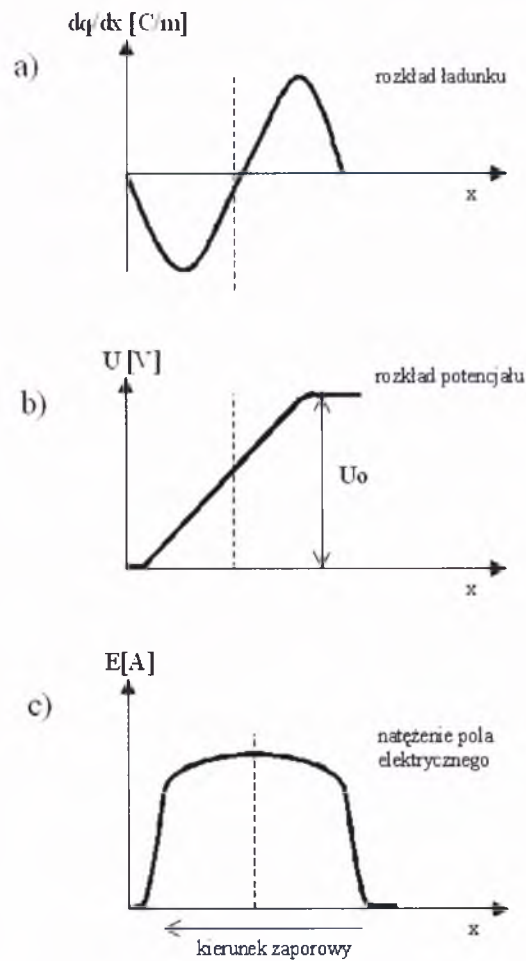
Zasada pracy półprzewodnikowych detektorów promieniowania jonizującego opiera się na wykorzystaniu właściwości złącza detektorów p-n spolaryzowanego w kierunku zaporowym. W roku 1951 zaobserwowano, że cząstki, przechodząc przez germanowe złącze detektorów – n spolaryzowane zaporowo, generują mierzalny sygnał. Dało to początek zastosowaniom detektorów półprzewodnikowych w fizyce cząstek. Półprzewodniki to substancje zachowujące się w pewnych warunkach jak dielektryk, a w innych jak przewodnik. Typowymi półprzewodnikami są: krzem, german, arsenek galu lub antymonek galu (Gaponow, 1965). Półprzewodniki mają małą szerokość pasma wzbronionego. Ze względu na typ przewodnictwa wyróżnia się półprzewodniki typu n – inaczej nadmiarowe oraz typu p – inaczej niedmiarowe (Lutz, 1999). W półprzewodniku typu n występuje przewodnictwo elektronowe, a liczba elektronów w paśmie przewodnictwa przekracza liczbę dziur przewodzących w paśmie walencyjnym. Ten typ uzyskuje się przez domieszkowanie krzemu lub germanu pierwiastkami V grupy nazywanymi donorami. W półprzewodniku typu p występuje przewodnictwo dziurowe w paśmie walencyjnym, a liczba dziur przekracza liczbę elektronów w paśmie przewodnictwa. Uzyskuje się je przez domieszkowanie krzemu lub germanu pierwiastkami III grupy nazywanymi akceptorami (Szymański, 1996). Odkrycie półprzewodników i wynalezienie licznych ich zastosowań spowodowało rewolucyjny postęp w elektronice (dioda półprzewodnikowa, tranzystor itd.) (Kucewicz, 2000). Podstawą działania detektora półprzewodnikowego są procesy jonizacji wywołane przez cząstki naładowane w warstwie materiału o przewodnictwie typu n (elektronowym) i typu p (dziurowym).

Na Rys. 3.2.1 przedstawiono strukturę pasmową złącza p-n. E_v oznacza wierzchołek pasma walencyjnego i jest to najwyższy poziom energetyczny zajęty przez elektrony. W półprzewodnikach samoistnych odpowiada poziomowi Fermiego o energii E_F . E_F występuje w górnej połowie przerwy energetycznej w półprzewodniku typu n, i w dolnej połowie przerwy energetycznej w półprzewodniku typu p. Wartość E_F zależy od temperatury bezwzględnej oraz koncentracji akceptorów i donorów. W przypadku braku przyłożonego napięcia, nośniki większościowe przechodzą z obszaru o wyższej koncentracji do obszaru o niższej koncentracji. Poziomy donorowe w pobliżu złącza są zjonizowane: nadmiarowe elektrony dyfundują do obszaru typu p i mogą tam rekombinować z dziurami. Podobnie poziomy akceptorowe w pobliżu złącza również są zjonizowane. Nadmiarowe dziury przechodzą wtedy do obszaru typu n, gdzie mogą rekombinować z elektronami. W wyniku rekombinacji w pobliżu złącza wytwarza się obszar zubożony ładunkowo.



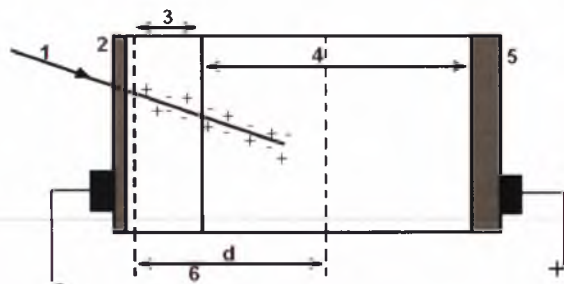
Rys. 3.2.1. Struktura pasmowa złącza p-n. Z zasady zachowania ładunku wynika, że energie Fermiego E_F muszą być sobie równe przy zetknięciu dwóch półprzewodników o różnym domieszkowaniu (na rysunku poziom Fermiego ma energię E_F , pasmo przewodnictwa i walencyjne są przesunięte do góry w obszarze typu p, a w dół w obszarze typu n, po to aby zachować równowagę ładunkową; w złączu wytwarza się kontaktowa różnica potencjałów)

Rekombinacja powoduje zmniejszenie ilości ładunku wytworzonego w wyniku jonizacji akceptorów i donorów. W obecności napięcia obszar zubożony może się zmniejszać lub powiększać. Zmniejsza się, gdy napięcie przyłożone jest w kierunku przewodzenia; wówczas prąd dyfuzyjny rośnie gwałtownie z napięciem. Jeśli napięcie przyłożone jest w kierunku zaporowym (typ n połączony z biegunem +) obszar zubożony zwiększa się, prąd powodowany przepływem nośników mniejszościowych jest bardzo mały i zmienia się nieznacznie z przyłożonym napięciem. Detekcja promieniowania jest możliwa, jeśli obszar zubożony ładunkowo jest wystarczająco szeroki. W praktyce stosuje się więc podawanie napięcia w kierunku zaporowym. Na poniższych wykresach Rys. 3.2.2 a), b), c) widać odpowiednio: rozkład ładunku, rozkład potencjału i rozkład natężenia pola elektrycznego w złączu typu p-n. Jeżeli przez warstwę zaporową przejdzie cząstka naładowana (Rys. 3.2.3), to w wyniku jonizacji w warstwie pojawią się elektronowo – dziurowe pary, stanowiące swobodne nośniki ładunku elektrycznego. Pod wpływem pola elektrycznego nośniki te będą usuwane z warstwy zaporowej w strony przeciwnie, odpowiednio do znaku ich ładunków, co spowoduje krótkotrwały impuls prądu przez złącze. Do rejestracji ciężkich cząstek jonizujących najczęściej stosuje się w praktyce półprzewodnikowy detektor krzemowy z barierą powierzchniową. Jest on wykonany z krzemu typu n, na powierzchni którego poprzez utlenianie wytworzono cienką warstwę półprzewodnika typu p. Na półprzewodnik typu p napyłona jest warstewka złota o grubości $20 - 50 \text{ mg/cm}^2$, stanowiąca jedną elektrodę detektora.



Rys. 3.2.2. Rozkład: a) ładunku w złączu typu p-n, b) potencjału w złączu typu p-n, c) natężenia pola elektrycznego w złączu typu p-n (Knoll, 2000)

Warstewka złota jest warstwą „martwą”, którą muszą przeniknąć cząstki jonizujące, aby dostać się do obszaru czynnego detektora (tj. do warstwy zaporowej). Drugą elektrodę detektora stanowi warstwa aluminium napylonego na krzem typu n. Kierunek zaporowy w takim detektorze odpowiada podłączeniu elektrody złotej do bieguna ujemnego zewnętrznego źródła zasilania.



Rys. 3.2.3. Przepływ ładunku przez warstwę zaporową (1 – tor cząstki jonizującej, 2 – elektroda złota, 3 – utleniona warstwa typu p, 4 – krzem typu n, 5 – elektroda aluminiowa, 6 – warstwa zaporowa)

Biorąc pod uwagę, że warstwa zaporowa półprzewodnika typu p jest cienka, zatem warstwa zaporowa o grubości d układa się prawie całkowicie w krzemie typu n i wyraża się wzorem:

$$d \approx dn \approx 5 \cdot 10^{-6} [\rho(U + U_0)]^{\frac{1}{2}} [\mu\text{m}], \quad (3.2.1)$$

gdzie:

ρ jest oporem właściwym krzemu typu n (Knoll, 2000; Lutz, 1999).

Napięcie $(U + U_0)$ wyrażone jest w woltach. Wartość U_0 równa jest w przybliżeniu około 0,5 V. Jak wynika ze wzoru, grubość warstwy zaporowej może być zmieniana za pomocą zewnętrznego napięcia U . Maksymalna amplituda impulsu napięciowego V wywołanego przebiegiem cząstki jonizującej przez detektor określana jest z zależności:

$$V = \frac{q}{C}, \quad (3.2.2)$$

gdzie:

q – łączny ładunek elektryczny swobodnych nośników jednego znaku, wyzwolonych przez cząstkę w warstwie zaporowej,

C – pojemność detektora.

Ładunek ten zależy od energii E straconej przez cząstkę jonizującą w warstwie zaporowej oraz od średniej energii niezbędnej do utworzenia jednej pary elektronowo dziurowej. Dla krzemu wartość tej energii równa jest około 3,5 eV.

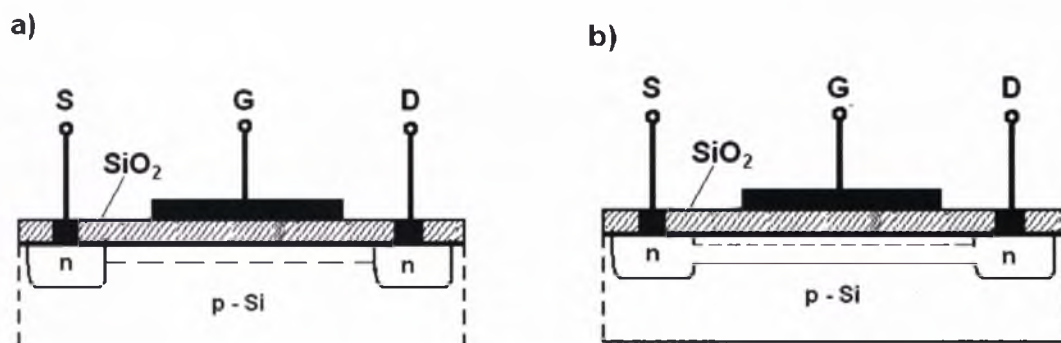
Detektory półprzewodnikowe wykorzystywane są nie tylko jako detektory liczące cząstki jonizujące, ale często także jako spektrometry (tj. detektory mierzące widma). W tym ostatnim przypadku musi być zachowany ścisły związek między amplitudą impulsu V (lub ładunkiem q) i energią rejestrowanej cząstki, dlatego też konieczne jest, aby grubość warstwy zaporowej d przewyższała długość drogi (zasięg) R cząstki jonizującej w detektorze, albo by przebieg ten układał się w warstwie zaporowej. Ponadto powierzchniowa warstwa martwa detektora powinna być możliwie jak najcieńsza, aby nieużyteczna strata energii w tej warstwie była znikomo mała w porównaniu z energią straconą E . Wtedy E w przybliżeniu równa jest energii cząstki jonizującej, a tym samym zachowana jest proporcjonalność między amplitudą impulsu V i energią cząstki E (Knoll, 2000; Lutz, 1999; England, 1980; Gaponow, 1965).

3.3 Tranzystory polowe

Działanie tranzystorów polowych FET (ang. Field Effect Transistor), nazywanych również unipolarnymi, polega na sterowanym transporcie jednego rodzaju nośników, czyli elektronów lub dziur. Odbywa się to w części tranzystora zwanej kanałem, za pośrednictwem zmian pola elektrycznego przyłożonego do elektrody zwanej bramką. Bramka jest odizolowana od kanału, a więc pomiędzy nią a pozostałymi elektrodami tranzystora polowego, znajdującymi się na obu końcach kanału (zwanymi źródłem oraz drenem) występuje bardzo duża impedancja.

Tranzystory polowe zajęły obecnie miejsce tranzystorów bipolarnych i zalicza się je do najczęściej stosowanych elementów dyskretnych. Rewelacyjne efekty można uzyskać, stosując tranzystory polowe w połączeniu z obwodami scalonymi, zarówno dla niskich jak i wysokich częstotliwości.

Istnieją dwie grupy tranzystorów polowych, różniących się sposobem odizolowania bramki od kanału. Pierwsza to tranzystory polowe złączowe zwane także tranzystorami JFET (ang. Junction Gate Field – Effect Transistor), w których oddzielenie bramki od kanału jest wykonane za pośrednictwem zaporowo spolaryzowanego złącza p-n. W drugiej grupie tranzystorów polowych bramka jest odizolowana od kanału cienką warstwą izolatora, którym jest najczęściej dwutlenek krzemu. Tranzystory te nazywane są tranzystorami z izolowaną bramką lub tranzystorami MOSFET. Tranzystory MOSFET można podzielić dalej w zależności od rodzaju kanału na tranzystory z kanałem indukowanym (tranzystory normalnie wyłączone) (Rys. 3.3.1 b) oraz tranzystory z kanałem wbudowanym (tranzystory normalnie załączone, tranzystory z kanałem zubożonym) (Rys. 3.3.1 a)



Rys. 3.3.1. Tranzystor unipolarny: a) tranzystor „normalnie załączony”, b) tranzystor „normalnie wyłączony”. p-Si oznacza podłoże, n oznacza warstwę obszaru źródła lub drenu. Razem tworzą złącze p-n.

W tranzystorach polowych MOSFET występują 4 elektrody:

- a) Źródło (ang. Source), oznaczone literą S, jest elektrodą, z której wypływają nośniki ładunku do kanału. Prąd źródła oznacza się jako I_S .
- b) Dren (ang. Drain), oznaczone literą D, jest elektrodą, do której dochodzą nośniki ładunku. Prąd drenu – I_D , napięcie dren – źródło – U_{DS} .
- c) Bramka (ang. Gate), oznaczone literą G, jest elektrodą sterującą przepływem ładunków. Napięcie bramka – źródło – U_{GS} .
- d) Podłoże (ang. Botton), oznaczone symbolem B, elektroda ta spełnia podobną rolę sterującą jak bramka. Jest ona oddzielona od kanału tylko złączem p-n. Gdy nie korzysta się z funkcji sterującej podłoża, wówczas łączy się je ze źródłem.

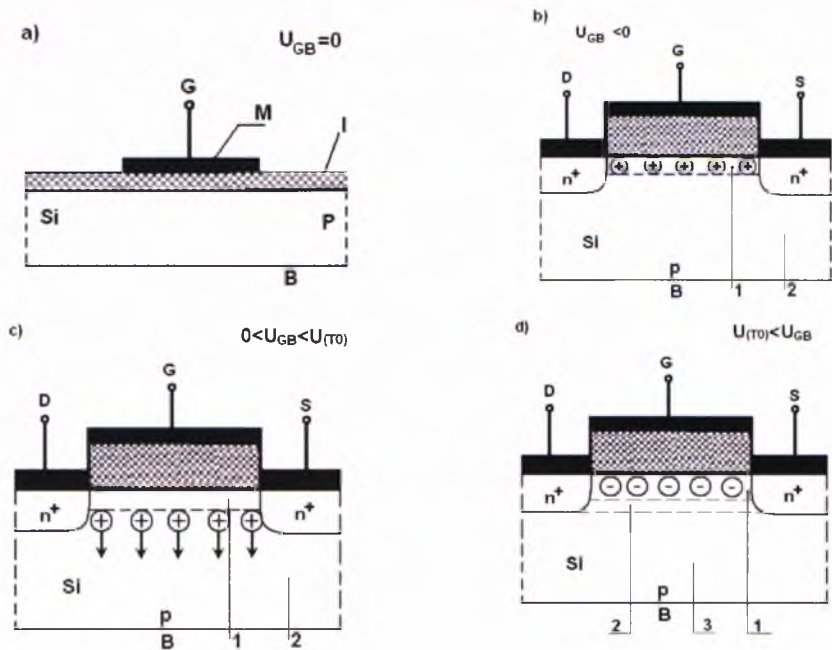
Obowiązuje następująca zasada polaryzacji podłoża:

- a) w tranzystorze z kanałem p podłoże powinno być na najwyższym potencjale,
- b) w tranzystorze z kanałem n podłoże powinno być na najniższym potencjale.

Gdy warunek ten nie jest spełniony, złącze kanał – podłoże może zostać spolaryzowane w kierunku przewodzenia, co zazwyczaj powoduje uszkodzenie tranzystora.

Tranzystor polowy złączowy „normalnie wyłączony” z kanałem typu n zawiera podłoże krzemowe typu p o niewielkiej koncentracji domieszek oraz bogato domieszkowane obszary typu n źródła i drenu. Źródło i dren nie są połączone kanałem. Powierzchnia podłoża jest pokryta izolacyjną warstwą tlenku krzemu, na której jest umieszczona warstwa aluminium tworząca elektrodę bramki. Warstwa izolacyjna oraz elektroda zachodzą na obszar źródła i drenu. Jeśli do bramki przyłożymy napięcie dodatnie względem podłoża, to na powierzchni krzemu pod warstwą tlenku zaindukuje się ładunek ujemny. Wytworzone pole elektryczne odepchnie dziury od powierzchni. Dostatecznie silne pole usunie z obszaru przypowierzchniowego wszystkie nośniki większościowe – dziury, przyciągając nośniki mniejszościowe – elektrony. W strukturze tej występują zjawiska przypowierzchniowe w półprzewodniku, w wyniku działania pola elektrycznego wytworzonego na skutek doprowadzenia do elektrody G napięcia elektrycznego. W zależności od wartości i zwrotu napięcia U_{GB} mogą wystąpić cztery sytuacje: $U_{GB} = 0$, $U_{GB} < 0$, $0 < U_{GB} < U(TO)$, $U_{GB} > U(TO)$, przy czym $U(TO)$ jest napięciem progowym. Sytuacje te zostały zilustrowane na Rys. 3.3.2.

W półprzewodniku typu p nośnikami większościowymi ruchliwymi są, jak wcześniej wspomniano, dziury. Oprócz nich występują nośniki mniejszościowe – elektrony, o koncentracji mniejszej o kilka rzędów wielkości.



Rys. 3.3.2. Struktura MOS, efekty powstające w tranzystorze zależnie od wartości i zwrotu przyłożonego napięcia do bramki i podłoża: a) bramka nie spolaryzowana; B – podłoże, I – izolator, M – okładzina metalowa, G – elektroda zwana bramką; b) bramka spolaryzowana ujemnie – struktura z dodatkowymi elektrodami: D – dren, S – źródło; 1 – warstwa akumulacyjna, czyli kanał przypowierzchniowy p; 2 – obszar neutralny, I_{DS} nie może płynąć; c) polaryzacja dodatnia bramki – powstawanie przypowierzchniowej warstwy zubożonej 1; d) silna polaryzacja dodatnia (wytwarza kanał n), możliwy przepływ I_{DS} , 2 – obszar zubożony, 3 – obszar neutralny

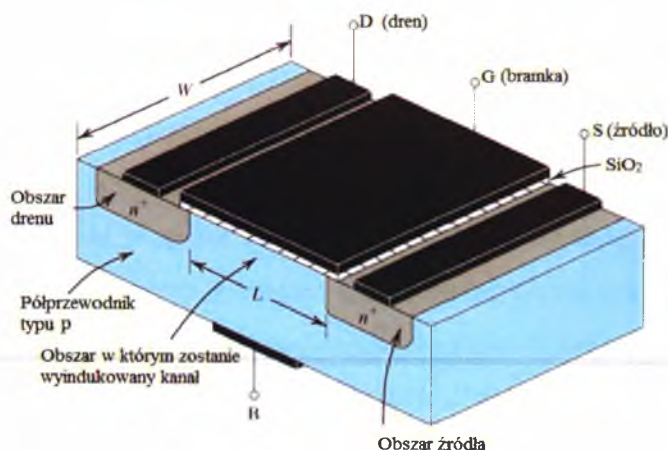
Jeżeli $U_{GB} = 0$ lub $U_{GB} < 0$, to przy powierzchni półprzewodnika powstaje warstwa akumulacyjna dziur, czyli tzw. kanał przypowierzchniowy pomiędzy obszarami n^+ ; złącza n^+-p , (prawe i lewe) są przeciwnie skierowane, wobec czego niemożliwy jest przepływ prądu w kanale równoległe do powierzchni. Jeżeli $0 < U_{GB} < U(TO)$, to dziury są odpychane w głąb podłoża i przy powierzchni powstaje warstwa zubożona. Jeżeli $U_{GB} > U(TO)$, to po przekroczeniu charakterystycznego napięcia progowego $U(TO)$ powstaje powierzchniowa warstwa ładunków ujemnych, zwana kanałem n (warstwa inwersyjna). Doprowadzenie napięcia do elektrod D i S spowoduje przepływ prądu podłużnego przypowierzchniowego $I_{DS} = f(U_{DS}, U_G)$ (Choma, 2007; Marciniak, 1984; Krobek, 2005). Przy powierzchni znajdzie się wtedy więcej elektronów niż dziur. Nastąpi zmiana typu przewodnictwa z p na n i dwa obszary typu n (źródło i dren) zostaną połączone wąskim kanałem. Jeśli dren spolaryzujemy napięciem U_{DS} dodatnim względem źródła, to nastąpi przepływ elektronów kanałem od źródła do drenu. W praktyce podłoże i źródło są zwarte i napięcie U_{GS} indukujące kanał jest przykładane między bramką i źródło. Gdy napięcie dren-źródło U_{DS} jest dodatnie i porównywalne z napięciem bramka-źródło U_{GS} , pole elektryczne zmienia się wzdłuż indukowanego kanału. Pole jest najsilniejsze przy źródle, gdzie na warstwie tlenku krzemu występuje napięcie U_{GS} , najsłabsze zaś przy drenie, gdzie występuje napięcie $U_{GS} - U_{DS}$. Charakterystyki prądu mają więc przebieg nieliniowy. Gdy oba napięcia są równe przy drenie

zanika kanał indukowany. Prąd drenu I_D ustala się i dalsze zwiększanie U_{DS} nie wpływa na jego wartość. Prądem drenu steruje się zmieniając wartości napięcia bramki U_{GS} . Przy dostatecznie dużych napięciach bramki o kierunku przepustowym (duże napięcie dodatnie w przypadku podłoża typu p) będzie płynął prąd maksymalny. Przy małych napięciach bramki popłynie mały prąd. Napięcie bramki, przy którym indukuje się kanał nosi nazwę napięcia załączenia (Choma, 2007; Lutz, 1999).

W przypadku tranzystora o podłożu typu n największy prąd popłynie po przyłożeniu do bramki dużego ujemnego napięcia. Tranzystor polowy z izolowaną bramką „normalnie załączony” zawiera kanał wykonany z materiału o takim samym typie przewodnictwa, co źródło i dren. Różni się on od tranzystora polowego złączowego tym, że bramka jest odizolowana od podłoża warstwą dielektryka – tlenkiem krzemu. Odpowiednia obróbka w procesie produkcji powierzchni styku tlenek-półprzewodnik powoduje powstanie na nim dodatniego ładunku powierzchniowego wytwarzającego pole elektryczne. Napięcie bramki o kierunku przewodzenia zwiększa natężenie pola elektrycznego, zmniejsza rezystancję źródło - dren, a więc zwiększa prąd drenu I_D . Napięcie bramki o kierunku zaporowym zmniejsza natężenie pola, zmniejsza czynny przekrój kanału, a więc zmniejsza prąd drenu I_D . Całkowite odcięcie kanału uzyskuje się przy średnich wartościach natężenia pola elektrycznego. Płynie wtedy prąd nasycenia drenu o wartości niezależnej od napięcia źródło - dren. Napięcie bramki o kierunku zaporowym, przy którym następuje odcięcie kanału nosi nazwę napięcia wyłączania (Lutz, 1999; Choma, 2007; Hliday, Resnick i Walker, 2005).

3.4 Struktura detektorów typu MOSFET

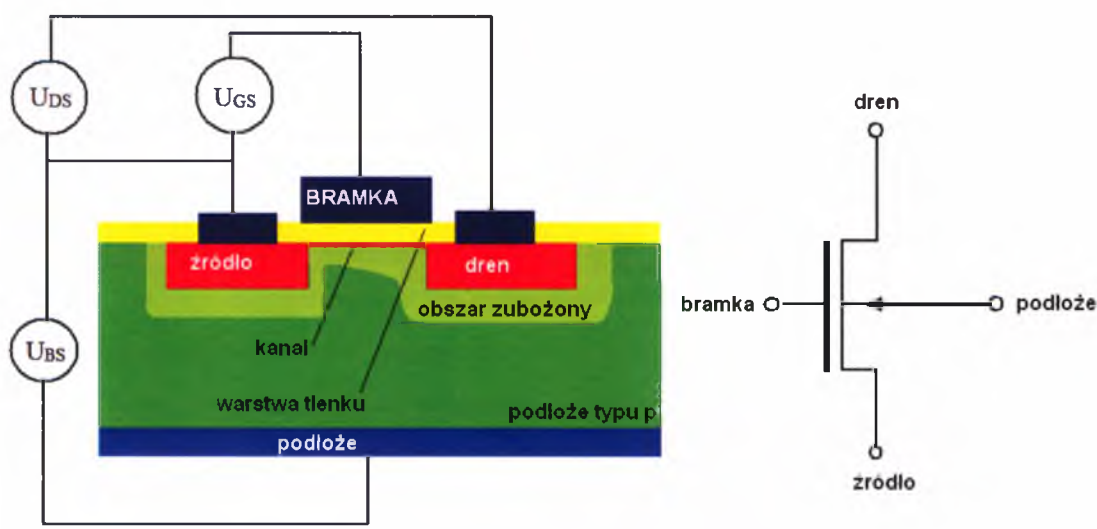
Konstrukcja detektorów będąca przedmiotem niniejszego opracowania oparta jest na tranzystorach MOSFET z kanałem zubożonym typu n. Na Rys. 3.4.1 przedstawiono przekrój przez detektor typu MOSFET.



Rys. 3.4.1. Przekrój przez detektor typu MOSFET

Strukturę tę można porównać do kondensatora z dielektrykiem pomiędzy jego okładkami. Okładki zbudowane są z elementów przewodzących (Al), natomiast dielektryk stanowi tlenek SiO_2 . Elektrody S i D dołączone są do warstwy domieszkowanego krzemu, elektroda G dołączona jest do cienkiej warstwy izolatora (SiO_2). U_{GS} jest napięciem sterującym.

Na Rys. 3.4.2 zilustrowano schemat detektora typu MOSFET. Okolice źródła i drenu są identyczne. Stosowane napięcia decydują, który z obszarów typu n dostarcza elektrony i staje się źródłem, a który zbiera elektrony i staje się drenem. Przepływ elektronów od źródła do drenu jest kontrolowany przez przyłożone do bramki napięcie. Podawane na bramkę napięcie dodatnie, przyciąga elektrony do miejsca łączenia między bramką i półprzewodnikiem. Bramka oddzielona jest od kanału złączem n-p lub p-n. Warstwa tlenku SiO_2 , oprócz funkcji obszaru wrażliwego detektora, dodatkowo izoluje bramkę od kanału i przez bramkę nie płynie prąd (oprócz prądu upływu) niezależnie od polaryzacji bramki. Czwarta elektroda – podłoże jest izolowana od kanału warstwą zaporową. Elektroda ta posiada porównywalne do bramki działanie sterujące (Lutz, 1999).



Rys. 3.4.2. Schemat detektora typu MOSFET typu n z obwodem. Natężeniem prądu I_{DS} płynącego kanałem typu n można sterować zmieniając różnicę potencjałów U_{GS} przyłożoną pomiędzy źródłem S a bramką G

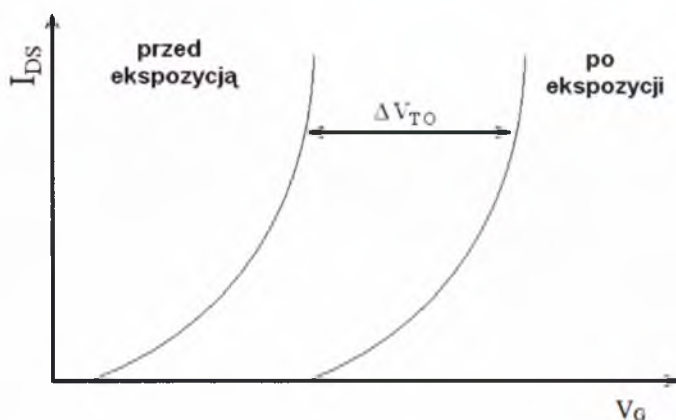
W detektorach typu MOSFET będących przedmiotem badań, bramka ma napięcie ujemne i przyłączeniu źródła i bramki tworzą się dziury. Dla detektorów z kanałem typu n źródło ma ujemny potencjał w stosunku do drenu, przy zamianie biegunowości dren

przyjmuje funkcje źródła. Funkcje źródła spełnia więc elektroda, która posiada niższy potencjał (Lisauksa, 2009).

Podstawą funkcjonowania badanych detektorów jest działanie złącza n-p oraz efekt polowy. Przed napromienianiem, do bramki detektora przykładane jest napięcie ujemne o wartości wystarczającej na to, aby znaczna liczba dziur była przyciągnięta do powierzchni styku warstw Si i SiO₂. Dziury przyciągane są zarówno z podłoża p jak i z obszaru źródła i drenu. Po wystarczającym nagromadzeniu dziur przy powierzchni Si/SiO₂, zostaje utworzony kanał przewodzenia, umożliwiając bieżący przepływ prądu między źródłem a drenem po przyłożeniu napięcia U_{DS} . Napięcie przyłożone do źródła i bramki U_{GS} nie spowoduje przepływu prądu, ponieważ między S i G znajduje się warstwa tlenku, która stanowi izolator. Napięcie niezbędne do zainicjowania przepływem prądu jest nazwane jako napięcie progowe urządzenia U_{TO} . Kiedy detektor zostaje napromieniony w obszarze SiO₂ (obszar wrażliwy detektora), obserwowane są trzy efekty:

- wzrost złapanego ładunku w tlenku,
- wzrost liczby pułapek w obszarze oddziaływania,
- wzrost liczby pułapek w masie tlenku.

Pod wpływem promieniowania padającego na SiO₂ tworzone są pary elektron-dziura. Wzrost napięcia bramki powoduje, że elektrony opuszczają obszar bramki, podczas gdy dziury w sposób stochastyczny przemieszczają się w kierunku powierzchni Si/SiO₂, gdzie zostają schwyte. Ruch nośników ładunku powoduje zmiany ujemnego napięcia progowego (Bloemen, 2009). Różnica w przesunięciu napięcia przed i po ekspozycji jest proporcjonalna do dawki, co zostało zilustrowane na Rys. 3.4.3.



Rys. 3.4.3. Napięcie bramki przed i po ekspozycji w funkcji przepływającego prądu pomiędzy źródłem i drenem

3.5 Właściwości detektorów półprzewodnikowych typu MOSFET

Detektor MOSFET, czyli tranzystor polowy typu metal-tlenek-półprzewodnik to miniaturowy krzemowy tranzystor, który posiada doskonałą przestrzenną rozdzielczość i oferuje bardzo małe osłabienie wiązki z powodu jego niewielkich rozmiarów, co jest szczególnie przydatne dla dozymetrii *in vivo*. Aktywna objętość detektora jest mniejsza niż 1 mm^3 . Detektory MOSFET posiadają kilka własności, które spowodowały, że zostały one zastosowane w radioterapii: do pomiaru dawki *in vivo* i pomiaru dawki w fantomie, w tym rutynowej weryfikacji dawki otrzymanej przez pacjenta w brachyterapii, TBI, IMRT, w radioterapii.

Pierwsze publikacje dotyczące zastosowania detektorów typu MOSFET w dozymetrii *in vivo* pojawiły się w 1994 roku (Soubra, 1994; Gladstone, 1994). Kolejne publikacje dotyczyły zastosowania tych detektorów w radioterapii (Gladstone, 1995; Butson, 1996; Scalchi, 1998). W styczniu 2001 roku MAASTRO CLINIC zaproponowała rozszerzenie zakresu kontroli jakości w radioterapii o kontrolę dozymetryczną wszystkich pacjentów poddanych leczeniu. Wówczas dozymetria *in vivo* wiązek fotonowych opierała się głównie na zastosowaniu urządzeń do analizy obrazowej pacjenta Portal Imaging – EPID (ang. Electronic Portal Imaging Device). Użycie EPID do dozymetrycznej kontroli *in vivo* było i jest nowoczesną techniką pozyskiwania danych o deponowanej dawce, jednak wiąże się to z dość długim procesem analizy i odczytu danych zebranych po ekspozycji, jak również brakiem możliwości przyspieszenia tej metody, która daje informację o dawce otrzymanej przez pacjentów poddanych radioterapii. Ponadto zastosowanie EPID jako narzędzia do kontroli dawki zaplanowanej z zaaplikowaną nie pozwala wykonać pomiarów dozymetrycznych dla wiązek elektronów. W związku z powyższym zastosowanie detektorów MOSFET w dozymetrii *in vivo* pozwoliło na uzyskanie informacji o deponowanej dawce mierzonej punktowo w sposób natychmiastowy dla każdego rodzaju promieniowania stosowanego w radioterapii. Wybór detektorów MOSFET do kontroli dozymetrycznej *in vivo* oparty był głównie na szerokim spektrum aplikacji, gdzie detektor mógł być użyty jako dozymetr kliniczny. Czas, w jakim otrzymywany jest wynik kontroli, prosta metoda pomiaru, a także możliwość wykonywania pomiarów na kilku akceleratorach powodowały, że detektory MOSFET miały i mają znaczną przewagę nad innymi rozwiązaniami dozymetrii *in vivo* w radioterapii.

Podstawową własnością detektorów MOSFET jest cecha związana z niepewnością pomiaru. W radioterapii niepewność dozymetrii związanej z pomiarem często jest wyrażona jako precyzja. Precyzja pomiaru określa powtarzalność wyników w kolejnych pomiarach

wykonywanych dla takich samych warunków i może zostać oceniona na podstawie danych otrzymanych w powtórzonych pomiarach. Wysoka precyzja pomiaru z użyciem detektorów MOSFET jest związana z małym odchyleniem standardowym rozrzutu wyników pomiaru jakie otrzymujemy stosując właśnie te detektory (Technical Note 5, 1999; Rozdział 4 niniejszej rozprawy).

Pożądanym jest, aby odczyt z detektora był wprost proporcjonalny do wielkości, na podstawie której obliczany jest wynik pomiaru czyli dawka. Liniowość wskazań zależy od typu stosowanego detektora i jego cech fizycznych. Detektor i jego czytnik mogą razem wykazywać nieliniową charakterystykę, ale ich połączony efekt mógłby przynieść zależność liniową. W przypadku użytych do badań detektorów nie obserwowano opisanej powyżej negatywnej cechy. W badanych zakresach dawek, a przede wszystkim w zakresach stosowanych w radioterapii, detektory cechuje bardzo dobra liniowość, nie obserwowane są efekty takie jak: nieliniowa zależność od dawki, zachowanie nadliniowe i w końcu nasycenie w zakresie niskich lub wysokich dawkach (Technical Note 4, 1999; Rozdział 4.3). Bezpośredni odczyt to kolejna pożądana cecha detektorów – bezpośredni odczyt z dozymetru jest wygodniejszy niż zastosowanie przez użytkownika pasywnych detektorów (np. TLD i filmy).

Ze względu na fakt, że żaden dozymetr nie jest ekwiwalentem wody bądź tkanki dla wszystkich jakości wiązki promieniowania, zależność energetyczna jest ważną charakterystyką systemu dozymetrii. W idealnym przypadku, zależność wskazań detektora od stosowanych energii promieniowania powinna być stała, jednak tak idealnej sytuacji nie dostrzeżemy w całej gamie stosowanych w radioterapii detektorów. Detektor MOSFET może być użyty w całym zakresie energii fotonów i elektronów stosowanych w radioterapii, przy czym należy pamiętać o uwzględnieniu jakości stosowanego promieniowania. Chociaż detektory MOSFET nie wymagają korekcji wskazań zależnej od energii, to dla wiązek megavoltowych można zastosować pojedyncze współczynniki kalibracji (Rozdział 4.2).

Różnica w odpowiedzi detektora w zależności od kąta padania promieniowania jest znana jako kierunkowa albo kątowa zależność detektora. Detektory zwykle wykazują kierunkową zależność wskazań z powodu ich budowy, fizycznej wielkości i energii padającego promieniowania. Kierunkowa zależność jest ważna w przypadku dozymetrii *in vivo*. Zazwyczaj detektory terapeutyczne są używane w tej samej geometrii jakiej były wykalibrowane. Detektory MOSFET wykazują małą osiową anizotropię ($\pm 2\%$ dla 360°) i nie wymagają korekcji dawki, szczególnie w zakresie kątów $\pm 70^\circ$ (Rozdział 4.5).

Podobnie jak diody, detektory MOSFET wykazują zależność wskazań od temperatury (Rozdział 4.4). Jedną z niekorzystnych cech detektorów MOSFET jest ich cena i ograniczony okres życia sięgający zaledwie 20 tysięcy mV.

4. Badania charakterystyk detektorów MOSFET – pomiary fantomowe

... ” W każdej nauce jest tyle prawdy, ile jest w niej matematyki ” ...

Immanuel Kant

W Rozdziale 4 przedstawione zostaną charakterystyki detektorów MOSFET, które zostały szczegółowo zbadane i opublikowane w czasopiśmie Reports of Practical Oncology and Radiotherapy (Dybek, 2004; Dybek, 2005). Badania zostały przeprowadzone ze względu na brak publikacji opisujących jednocześnie wszystkie właściwości tych detektorów, a także w związku z zamiarem ich wprowadzenia do rutynowej kontroli *in vivo* wszystkich pacjentów poddanych radioterapii w Zakładzie Radioterapii SSL w Katowicach. Analizie poddana została nie tylko poprawność działania detektorów. Pokazano również, że poprzez cechy jakie posiadają, detektory MOSFET są dobrym narzędziem dozymetrycznym w radioterapii pozwalającym na wykrycie różnego rodzaju błędów w procesie deponowania dawki, sprawdzenie nowych technik leczenia, ocenę dawki otrzymywanej przez organy ryzyka oraz kontrolę poprawności obliczeń algorytmów obliczeniowych zaimplementowanych w systemach planowania leczenia. Wymienione powyżej zastosowania zostaną omówione w Rozdziale 4 niniejszego opracowania.

Pomiary charakterystyk detektorów MOSFET były wykonywane przy użyciu akceleratora liniowego Primus firmy Siemens (Concord, USA) wyposażonego w kolimator wielolistkowy. Kolimator składa się z 40 par listków, każdy o szerokości 1 cm w izocentrum (odległość 100 cm od źródła do osi obrotu ramienia akceleratora), kształtując pole w osi X oraz dwóch stałych bloków tworzących układ kolimacyjny w osi Y formowanego pola promieniowania. Zakres pól regularnych formowanych przez ten układ mieścił się w przedziale od $0,5 \times 0,5 \text{ cm}^2$ do $40 \times 40 \text{ cm}^2$ w izocentrum. Akcelerator generował wiązki promieniowania fotonowego o napięciu przyspieszającym 6 i 15 MV oraz promieniowania elektronowego o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV. Pomiary fantomowe opisane w dalszej części rozdziału, zostały przeprowadzone z użyciem wszystkich dostępnych energii promieniowania generowanych przez akcelerator oraz fantomu wodnego i fantomu stałego wykonanego z materiału o gęstości równoważnej wodzie. Metodę pomiaru opisano osobno dla każdej badanej charakterystyki. Jako dozymetrów, względem których kalibrowano detektory MOSFET, jak również porównywano wskazania, użyto komór jonizacyjnych cylindrycznych o objętościach $0,6 \text{ cm}^3$ (komora typu Farmer), $0,125 \text{ cm}^3$, $0,01 \text{ cm}^3$ i płasko – równoległej komory jonizacyjnej typu Markus o objętości czynnej $0,55 \text{ cm}^3$.

Badaniom poddano detektory MOSFET o czułości (Se) 1 mVcGy^{-1} połączonych z czytnikiem TN-RD-20 wyprodukowanym przez Thompson & Nielsen Electronics Ltd. (Ottawa, Kanada). Aktywna objętość detektora MOSFET, będącego przedmiotem badań, jest mniejsza niż 1 mm^3 . Detektor umocowany jest na cienkim półprzezroczystym pasku z poliamidu, pod warstwą kaptonu (żywica epoksydowa), o grubości około 0.25 mm, zapewniającej podczas pomiaru częściowy efekt „build-up”. Podczas pomiaru może zostać wykorzystana każda ze stron detektora z tą jednak różnicą, że od strony płaskiej warstwa zapewniająca efekt „build – up” jest ekwiwalentem wody o grubości 0,8 mm, natomiast od strony warstwy żywicznej 1,8 mm. Stąd, wskazania detektora umieszczonego w powietrzu czy na powierzchni fantomu są uzależnione od kierunku ustawienia płaszczyzny detektora w stosunku do kierunku padającej wiązki promieniowania. Podczas napromieniania detektory podłączone są do zasilacza. Po wykonaniu napromienienia detektory podłączone zostają do czytnika celem odczytu wartości zmierzonej dawki poprzez odczyt zmiany napięcia. Detektory mogą skumulować ładunek (korespondujący z dawką promieniowania) powodujący maksymalną zmianę napięcia 20 V. Dawka promieniowania około 1 cGy powoduje zmianę napięcia 1 mV w przypadku zasilacza standardowej czułości, lub 3 mV w przypadku zasilacza wysokiej czułości. Zatem maksymalna skumulowana dawka promieniowania wynosi około 200 Gy lub 70 Gy (dane producenta). Wykorzystując detektory do pomiarów *in vivo*, zaobserwowano maksymalną zmianę wartości napięcia w przedziale od 16,8 – 18,9 V, co odpowiada wartości skumulowanej dawki w przedziale około 170 Gy – 190 Gy (dla zasilacza standardowej czułości). W dalszej części Rozdziału 4 przedstawiono zależności wskazań detektorów MOSFET od następujących czynników:

- zależność wskazań detektora od jakości promieniowania (Rozdz. 4.2),
- zależność liniową wskazań detektora od wartości dawki (Rozdz. 4.3),
- zależność wskazań detektora od temperatury otoczenia (Rozdz. 4.4),
- zależność wskazań detektora od kierunku padania wiązki (Rozdz. 4.5),
- zależność wskazań detektora od wielkości napromienianego pola (Rozdz. 4.6),
- zależność wskazań detektora od skumulowanej dawki (Rozdz. 4.7).

Powyższe badania poprzedzono przedstawieniem kalibracji detektorów MOSFET dla technik standardowych oraz technik konformalnych (Rozdz. 4.1). Badania te stanowiły podstawę zastosowania detektorów do pomiaru dawek na użytek radioterapii prowadzonej w Zakładzie Radioterapii SSL. Wyznaczone współczynniki korekcji wskazań detektorów są rutynowo stosowane w pomiarach dawki *in vivo*.

4.1 Metody kalibracji detektorów typu MOSFET

4.1.1 Techniki standardowe

Wyznaczenie współczynnika kalibracji detektorów MOSFET dla technik standardowych

Kalibrację detektorów MOSFET dla dozymetrii *in vivo* przeprowadza się w celu wyznaczenia współczynnika kalibracji dawki wejściowej F_{wej} określonego wzorem:

$$F_{wej} = \frac{D(d_{max})}{M_{MOSFET}}, \quad (4.1.1)$$

gdzie:

$D(d_{max})$ – dawka [cGy] zmierzona komorą jonizacyjną w fantomie wodnym, w osi wiązki promieniowania, na głębokości dawki maksymalnej dla 100 JM,

M_{MOSFET} – odczyt detektora MOSFET danej dawki.

W tym celu detektor umieszcza się na powierzchni fantomu tkankopodobnego. Ponadto, detektor podczas jego napromieniania jest umieszczony w specjalnie zaprojektowanej nakładce aluminiowej – tzw. nakładce „build-up”. Detektor MOSFET umieszczony jest we wcięciu znajdującym się w podstawie nakładki. Celem zastosowania takiej nakładki jest zapewnienie równowagi elektronowej w objętości używanego detektora. Odpowiednia grubość zastosowanej nakładki wiąże się z zasięgiem elektronów powstałych w wyniku absorpcji fotonów w nakładce. Z doświadczenia wynika, że dla jakości promieniowania X ($TPR_{20,10}$) stosowanego w teleradioterapii (przedział indeksu jakości od 0,684 do 0,762), warstwa wody spełniająca wymóg równowagi elektronowej wynosi od 1,6 cm do 2,6 cm oraz promieniowanie to jest absorbowane w wodzie w wyniku zjawiska Comptona. Należy wspomnieć, że przekrój czynny na powstanie tego zjawiska jest proporcjonalny do liczby atomowej materiału, w którym następuje absorpcja fotonu – dla wody średnia liczba atomowa wynosi 7,4.

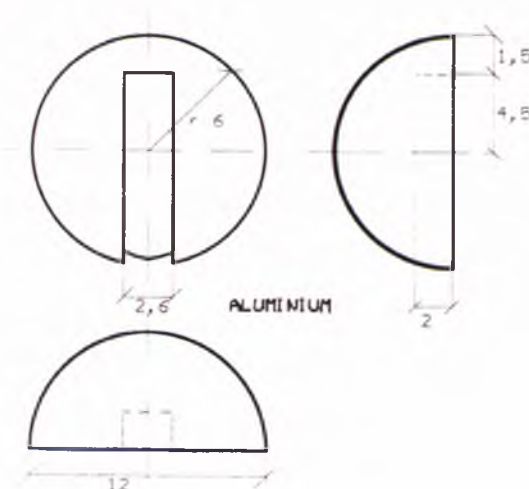
Biorąc pod uwagę powyższe dane, wybór aluminium jako materiału na nakładkę jest najdogodniejszy: liczba atomowa aluminium (13) jest bliska średniej liczby atomowej wody, gęstość Al jest 2,7 razy większa niż woda – co powoduje zmniejszenie grubości aluminium około 2,7 razy względem warstwy wody koniecznej do zachowania równowagi elektronowej oraz materiał jest łatwy w obróbce.

Nakładki typu „build-up” użyte do pomiarów wskazań detektorów umieszczonych na powierzchni fantomu jak i do późniejszych zastosowań do pomiarów dawki *in vivo*, zostały

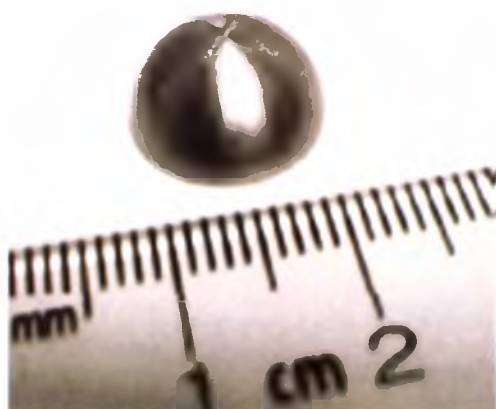
wykonane w Akademii Górniczo-Hutniczej w Krakowie na podstawie projektu opracowanego w Zakładzie Radioterapii SSL w Katowicach.

Kształt i wymiary nakładek przedstawiono na Rys. 4.1.1 a), natomiast na Rys. 4.1.1 b) przedstawiono fotografię owej nakładki. Nakładka ma kształt półkuli o średnicy 1,2 cm.

a)



b)



Rys. 4.1.1. Przedstawia: a) szkic nakładki z aluminium na detektory MOSFET wraz z wymiarami (mm), b) fotografię wykonanej nakładki

Innym materiałem na nakładkę „build-up” mógłby być mosiądz, miedź lub brąz. Jednak jedyną zaletą zastosowania tych materiałów, ze względu na zwiększoną gęstość (gęstość mosiądzu $6,35 \text{ g/cm}^3$), jest zmniejszenie grubości nakładki w stosunku do aluminium. Natomiast dla wiązek promieniowania X generowanych napięciem 15 MV i wyższym, dla nakładek wykonanych z materiału o wysokiej liczbie atomowej Z , obserwowanym efektem współoddziaływania promieniowania X z materią jest również efekt tworzenia par, którego przekrój czynny jest proporcjonalny do Z^2 . Wprawdzie wykalibrowany

detektor z nakładką wykonaną z mosiądzu, mógłby być zastosowany do pomiaru dawki, jednak ze względu na wspomniany efekt tworzenia par, szczególnie dla wyższych energii fotonów, wskazania detektora dla danej dawki są wyższe niż w przypadku zastosowania nakładki aluminiowej. Z uwagi na ograniczoną kumulację wskazań detektora MOSFET, zjawisko to, z ekonomicznego punktu widzenia, nie jest korzystne dla użytkownika. Nakładki aluminiowe zastosowano również dla badanych energii elektronowych.

Pomiar mocy dawki na głębokości d_{max} , potrzebnej do wyznaczenia współczynnika kalibracji detektorów użytych do pomiaru *in vivo* można wykonać w fantomie wodnym, jak również w fantomie stałym wykonanym z PMMA lub materiału o gęstości zbliżonej do gęstości wody.

Podczas pomiaru komorę jonizacyjną typu Farmer należy umieścić na głębokości d_{max} i wykonać kilka (co najmniej 5) pomiarów ładunku $M[nC]$ dla 100 JM, następnie obliczyć wartość średnią $M_{\bar{s}}$ dla 1 JM. Moc dawki $MD_{w,Q}(d_{max}) [cGy/JM]$ na głębokości d_{max} oblicza się według następującego równania:

$$MD_{w,Q}(d_{max}) \frac{[cGy]}{[JM]} = M_Q \cdot N_{D,w} \cdot k_Q, \quad (4.1.2)$$

gdzie:

$M_Q[nC] = W_Q k_{P,T} k_s k_{pol}$ - skorygowane wskazania komory jonizacyjnej,

W_Q – wskazania komory jonizacyjnej $[nC]$ na głębokości d_{max} dla 1 JM,

$k_{P,T}$ – poprawka na ciśnienie (P) i temperaturę (T),

k_s – poprawka na zjawisko rekombinacji,

k_{pol} – poprawka na efekt polaryzacji,

$N_{D,w}[cGy/nC]$ – współczynnik dawki pochłoniętej w wodzie dla jakości promieniowania Q; wartość podana w świadectwie wzorcowania przyrządu pomiarowego,

k_Q – współczynnik korekcyjny zależny od typu komory jonizacyjnej uwzględniający różnice jakości wiązki użytkownika i wiązki użytej do wzorcowania komory.

W praktyce wygodniej jest wyznaczyć współczynnik kalibracji dawki wejściowej detektorów F_{wej} w fantomie stałym składającym się z płyt PMMA lub płyt wykonanych z materiału tkankopodobnego. Ze względu na konstrukcję fantomu płytowego komorę jonizacyjną umieszczamy na głębokości najbardziej zbliżonej do głębokości dawki maksymalnej wyznaczonej w fantomie wodnym, a następnie doświadczalnie wyznaczamy

współczynnik korekcyjny k_{sw} dopasowujący wynik pomiaru ładunku wykonany w fantomie stałym do fantomu wodnego. Współczynnik ten może określić iloraz:

$$k_{sw} = \frac{M_{woda}(d_{max})}{M_{PMMA}(d_{max})}, \quad (4.1.3)$$

gdzie:

$M_{woda}(d_{max})$ – ładunek w nC zmierzony w fantomie wodnym na głębokości dawki maksymalnej dla 100 JM,

$M_{PMMA}(d_{max})$ – ładunek zmierzony w fantomie stałym na głębokości zbliżonej do głębokości dawki maksymalnej w wodzie.

Pozostałe warunki pomiarów to: odległość od źródła promieniowania do powierzchni fantomu stałego wynosząca 90 cm, pole promieniowania o wymiarze 10 cm x 10 cm w odległości 100 cm od źródła promieniowania. Moc dawki w wodzie na głębokości d_{max} , dla 100 JM można obliczyć na podstawie pomiarów ładunku komorą jonizacyjną w fantomie stałym następująco:

$$MD_{w,Q}(d_{max}) [cGy] / [JM] = M_Q N_{D,w} k_Q k_{sw} \quad (4.1.4)$$

Znaczenia współczynników przedstawiono powyżej.

Na podstawie równania 4.1.5 można wyznaczyć liczbę JM potrzebną dla dawki 100 cGy.

$$LJM = \frac{100cGy}{MD_{woda}(d_{max})} \quad (4.1.5)$$

Proces kalibracji

Współczynniki kalibracji poszczególnych detektorów MOSFET należy wyznaczyć oddzielnie dla każdego typu promieniowania stosowanego w pomiarach *in vivo*. Kolejność poszczególnych czynności jest następująca: najpierw, na podstawie pomiaru ładunku komorą jonizacyjną w fantomie stałym należy obliczyć LJM potrzebną dla dawki 100 cGy w wodzie na głębokości d_{max} , a następnie umieścić detektory w nakładkach aluminiowych „build-up” tak, aby ich płaska powierzchnia skierowana była do środka nakładki. Tak przygotowane detektory umieścić na powierzchni fantomu stałego, w środku pola o wymiarach

10 cm x 10 cm określonego w odległości 100 cm od źródła. Odległość źródła do powierzchni fantomu winna wynosić 90 cm. Detektory napromieniać jednocześnie przez czas określony obliczoną wcześniej LJM pięciokrotnie. Po każdym napromienieniu detektory należy podłączyć do elektrometru i odczytać wartości ich wskazań.

Jeżeli procentowe odchylenie standardowe wszystkich 25 wyników pomiarowych jest $\leq 2,5\%$, wtedy przyjmuje się jedną średnią wartość współczynnika F_{wej} dla całego kompletu detektorów. W przeciwnym przypadku, wartość F_{wej} należy przyjąć oddzielnie dla każdego detektora.

4.1.2 Techniki konformalne

Wyznaczenie współczynnika kalibracji detektorów MOSFET dla technik konformalnych

Kalibracja detektorów MOSFET na użytek technik konformalnych napromieniania polega na wyznaczeniu współczynnika kalibracji F , określonego jako iloraz dawki, zmierzonej komorą jonizacyjną w fantomie wodnym na głębokości 10 cm dla ustalonej liczby jednostek monitorowych (LJM) i wskazaniem detektorów MOSFET, umieszczonymi w tym samym miejscu w fantomie wodnym dla identycznej wartości LJM. Można to zapisać następującym równaniem:

$$F = \frac{D(d = 10\text{cm})}{M_{MOSFET}}, \quad (4.1.6)$$

gdzie:

$D(d = 10\text{cm})$ [cGy] – wartość dawki zmierzonej komorą jonizacyjną,

M_{MOSFET} – odczyt tej dawki przy użyciu detektorów MOSFET.

Proces kalibracji

Kalibrację detektorów MOSFET przeprowadza się wyłącznie w fantomie wodnym, przy pomocy komory jonizacyjnej 0,6 cm³ typu Farmer. Komorę jonizacyjną należy umieścić w fantomie wodnym w osi wiązki promieniowania na głębokości 10 cm. Odległość źródła promieniowania do powierzchni wody (SSD) w fantomie wynosi 90 cm lub 135 cm, pole napromieniania w odległości 100 cm od źródła wynosi 10 cm x 10 cm lub 40 cm x 40 cm odpowiednio do zastosowanej odległości SSD. Moc wiązki promieniowania wynosi 300 JM/min lub 50 JM/min. Dobór parametrów kalibracyjnych zależy od techniki napromieniania, która będzie weryfikowana z użyciem detektorów.

Moc dawki MD [cGy/JM] wyznaczamy na podstawie pomiaru średniej wartości ładunku $M_{w,Q}$, z pięciu kolejnych pomiarów ładunku [nC] dla 100 JM, dla warunków opisanych w podrozdziale 4.1.1 oraz w oparciu o równanie 4.1.4.

Z równania 4.1.7 należy obliczyć LJM potrzebną do osiągnięcia dawki równej 100 cGy.

$$LJM = \frac{100cGy}{MD_{woda}(d = 10cm)} \quad (4.1.7)$$

Komplet detektorów należy umocować w uchwycie fantomu, równolegle jeden obok drugiego w odległości około 2 mm, położonych ich płaską stroną w kierunku źródła promieniowania. Detektory należy umieścić w fantomie wodnym na głębokości 10 cm w środku pola promieniowania i napromienić dawką równą 100 cGy, co najmniej pięć razy. Po każdym napromienieniu detektory podłączyć do elektrometru i odczytać wartości ich wskazań.

Współczynnik kalibracji poszczególnych detektorów wyznaczamy w oparciu o równanie 4.1.6.

Jeżeli procentowe odchylenie standardowe wszystkich 25 pomiarów jest $\leq 2,5\%$, wówczas przyjmujemy jedną średnią wartość współczynnika dla całego kompletu detektorów. W przeciwnym przypadku wartość F należy przyjąć oddzielnie dla każdego detektora.

4.2 Zależność wskazań detektora od jakości promieniowania

Zależność wskazań detektora MOSFET od jakości promieniowania zdefiniowana jest jako stosunek wartości odczytu detektora w mV do dawki w cGy. Pomiary były przeprowadzone w fantomie wodnym dla promieniowania fotonowego generowanego napięciem 6 i 15 MV oraz dla wszystkich wiązek promieniowania elektronowego o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV. W obu przypadkach detektor umieszczono w osi wiązki, na głębokości będącej głębokością dawki maksymalnej odpowiednio dla wybranej jakości promieniowania. Pomiary wykonano dla pola $10 \times 10 \text{ cm}^2$ w odległości 100 cm od źródła promieniowania (SSD). Czułość detektora była mierzona poprzez ekspozycję 100 cGy, która powodowała odpowiedź detektora zbliżoną do 100 mV. Każdy detektor napromieniono dziesięciokrotnie. W Tabeli 4.2.1. przedstawiono wyniki przeprowadzonego eksperymentu jako średnią z dziesięciu ekspozycji.

Energia	Wiązki fotonów		Wiązki elektronów					
	6MV	15MV	6MeV	9MeV	12MeV	15MeV	18MeV	21MeV
Se	0,998	0,991	0,998	0,992	0,993	0,993	0,994	0,994
[mV/cGy]								
SD [%]	0,9	0,7	1,2	1,1	0,7	0,5	0,5	0,5

Tab. 4.2.1. Zależność wskazań detektorów od zastosowanego promieniowania; Se [mV/cGy] jest średnią czułością detektora wyznaczoną podczas prowadzonego eksperymentu, natomiast SD [%] jest odchyleniem standardowym wyrażonym w procentach, wyznaczonym z dziesięciu pomiarów dla mierzonej jakości promieniowania

Jak przedstawiono w Tabeli 4.2.1. zmiana czułości detektorów wraz ze zmianą napięcia przyspieszającego elektrony w akceleratorze dla wybranych wiązek promieniowania fotonowego jest istotna w większym stopniu niż dla wiązek promieniowania elektronowego. Zmiana czułości detektorów wraz ze zmianą napięcia przyspieszającego zastosowanych w eksperymencie wiązek promieniowania fotonowego wynosi $\pm 0,7\%$ (wartość wyliczona na podstawie danych Se w Tabeli 4.2.1). W przypadku promieniowania elektronowego zmiana czułości detektorów wraz ze zmianą energii promieniowania zmienia się w przedziale $\pm 0,2\%$ za wyjątkiem energii 6 MeV, dla której jest nieco wyższa i wynosi w stosunku do najniższej wyznaczonej wartości czułości badanych energii promieniowania elektronowego $\pm 0,6\%$.

Odchylenie standardowe SD (ang. Standard Deviation), będące miarą zmienności mierzonej wartości i określone równaniem:

$$SD = \sqrt{\frac{n \cdot \sum_1^n X_k^2 - \left(\sum_1^n X_k\right)^2}{n \cdot (n-1)}},$$

(4.2.1)

gdzie:

- X_k – k – ta wartość zmiennej,
- n – liczba pomiarów zmiennej w próbie,

mieściło się w przedziale od 0,5% (wartość minimalna) dla wiązek promieniowania elektronowego o energiach od 15 MeV do 21 MeV poprzez 0,7 – 0,9% dla wiązek promieniowania fotonowego do wartości 1,2% dla energii elektronów 6 MeV.

W związku z otrzymanymi wynikami zależności wskazań detektora od jakości promieniowania, proces kalibracji detektorów do użytku klinicznego winien zostać przeprowadzony osobno dla każdej stosowanej w jednostce organizacyjnej jakości promieniowania.

4.3 Zależność liniowa wskazań detektorów

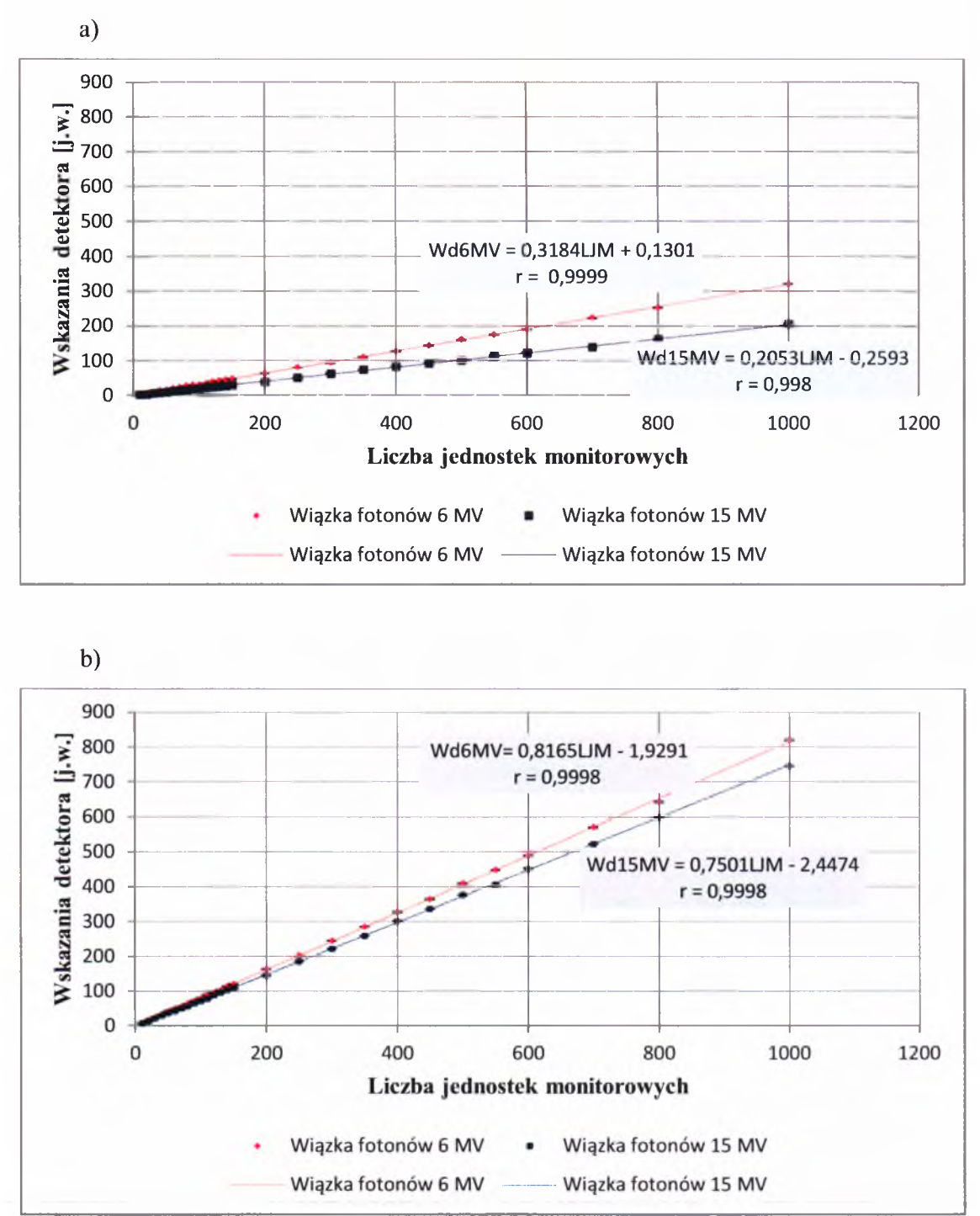
Pomiary zależności wskazań detektorów od podanej dawki przeprowadzono dla wiązek fotonów o napięciu przyspieszającym 6 i 15 MV oraz dla wszystkich stosowanych energii elektronów: 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV. W pierwszym etapie badań detektory umieszczono w powietrzu w odległości 100 cm od źródła promieniowania (izocentrum). Pole napromieniania w tej odległości wynosiło $10 \times 10 \text{ cm}^2$. Zależność wskazań detektorów od liczby jednostek monitorowych (LJM) sprawdzono w zakresie od 10 JM do 1000 JM. Jedna JM w badanym układzie geometrii odpowiadała dawce około 1,04 cGy oraz 0,91 cGy, odpowiednio dla promieniowania fotonowego generowanego napięciem 6 i 15 MV w fantomie na głębokości dawki maksymalnej. W przypadku promieniowania elektronowego w badanym układzie geometrii moc dawki w fantomie wodnym na głębokości dawki maksymalnej wynosiła średnio 0,97 cGy/JM.

W drugiej części eksperymentu na detektory umieszczone w powietrzu nałożono nakładki typu „build-up”, które opisano w Rozdziale 4.1.1. Nakładki typu „build-up” miały na celu nie tylko zapewnienie równowagi elektronowej podczas pomiaru, ale również zbliżenie się do pomiaru dawki na głębokości dawki maksymalnej, czyli zapewnienie efektu narastania dawki w celu odzwierciedlenia układu pomiarowego w fantomie wodnym i później w dozymetrii *in vivo*. Pomiary przeprowadzono dla tych samych jakości promieniowania jak w części pierwszej eksperymentu. Wyniki wskazań detektorów dla promieniowania fotonowego o napięciu przyspieszającymi 6 i 15 MV, przedstawiono na Rys. 4.3.1 a) i Rys. 4.3.1 b). Na obydwu rysunkach przedstawione są zarówno punkty pomiarowe, jak i dopasowanie teoretyczne (krzywa przerywana). Podane zostało równanie krzywej oraz współczynnik korelacji Pearsona r określający stopień, w jakim dwie zmienne są "proporcjonalne" względem siebie. W obu przypadkach r jest zbliżone do 1.

Otrzymana wartość współczynnika korelacji r świadczy o silnym związku zależności liniowej między zmiennymi będącymi wskazaniami detektorów i pochłoniętą dawką w badanym zakresie od 10 JM do 1000 JM, jako że dawka w punkcie umiejscowienia detektorów jest wprost proporcjonalna do liczby jednostek monitorowych.

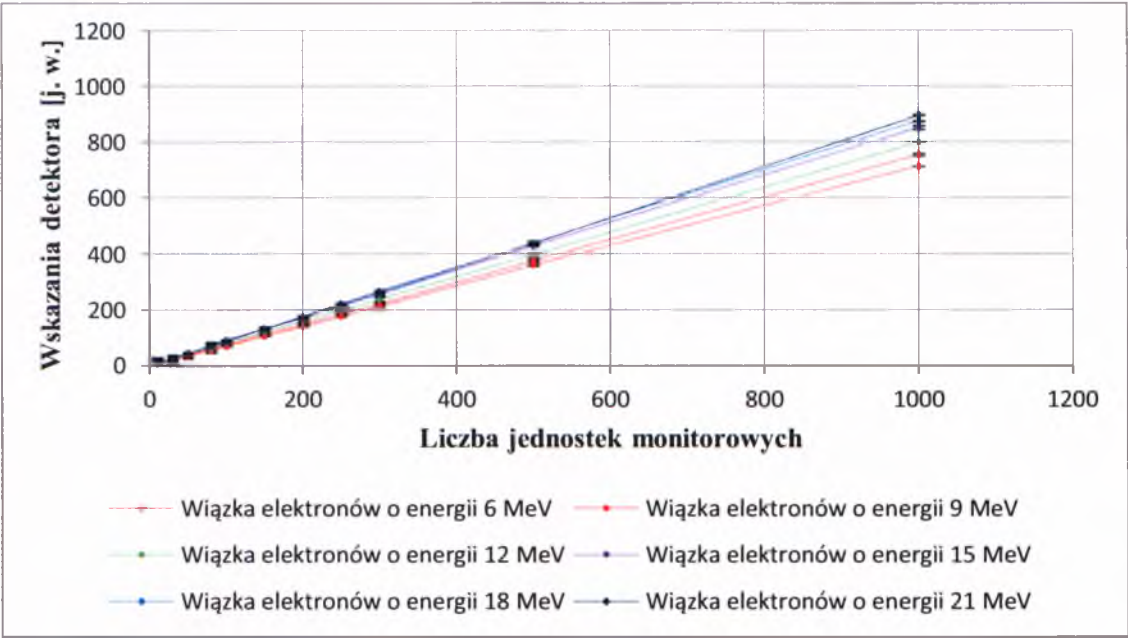
Na Rys. 4.3.1 b) widać zasadność zastosowania nakładek build-up. Wartości wskazań detektorów są znacznie wyższe niż w przypadku pomiaru wykonanego detektorami bez nakładek prezentowanych na Rys. 4.3.1 a). Otrzymane wartości dla układu pomiarowego z nakładkami „build-up” są proporcjonalne do wskazań detektorów w badanym układzie geometrii w fantomie wodnym, co związane jest z kolei z wartościami wskazań komory na głębokości dawki maksymalnej.

Dla promieniowania elektronowego wyniki wskazań detektorów w zależności od ilości jednostek monitorowych oraz układu pomiarowego z i bez nakładki typu „build-up” przedstawiono na zbiorczych wykresach Rys. 4.3.2 a) i Rys. 4.3.2 b) dla wszystkich użytych do eksperymentu wiązek elektronów.

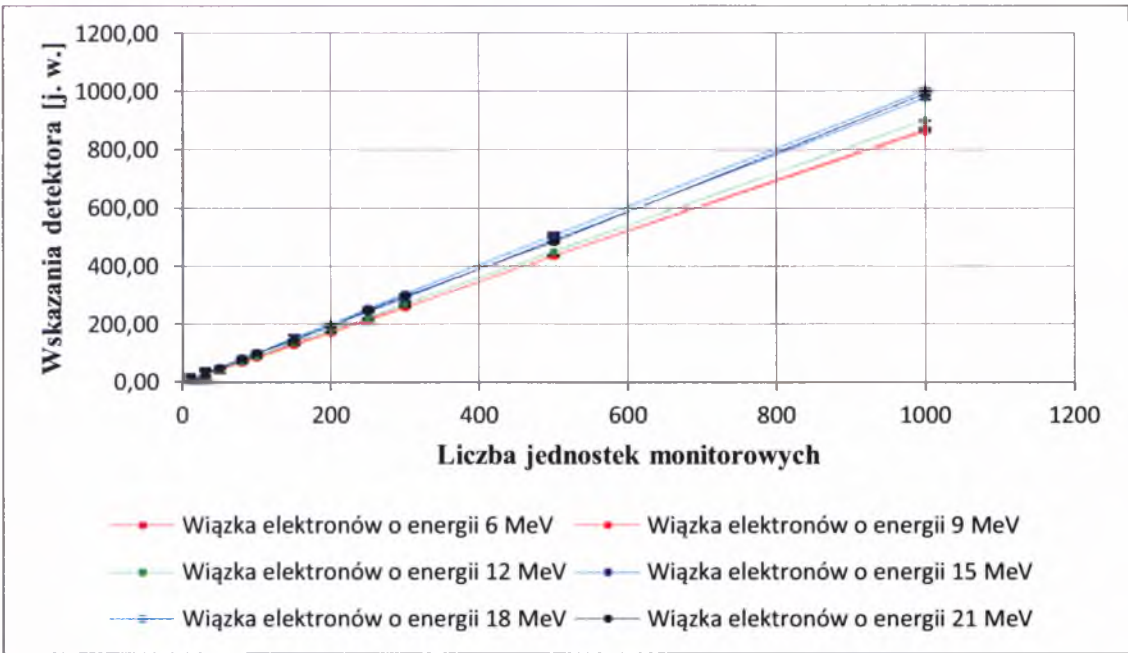


Rys. 4.3.1. Wskazania detektorów MOSFET: a) bez nakładki „build-up”, b) z nakładkami „build-up” dla promieniowania fotonowego o napięciu przyspieszającym 6 MV i 15 MV

a)



b)

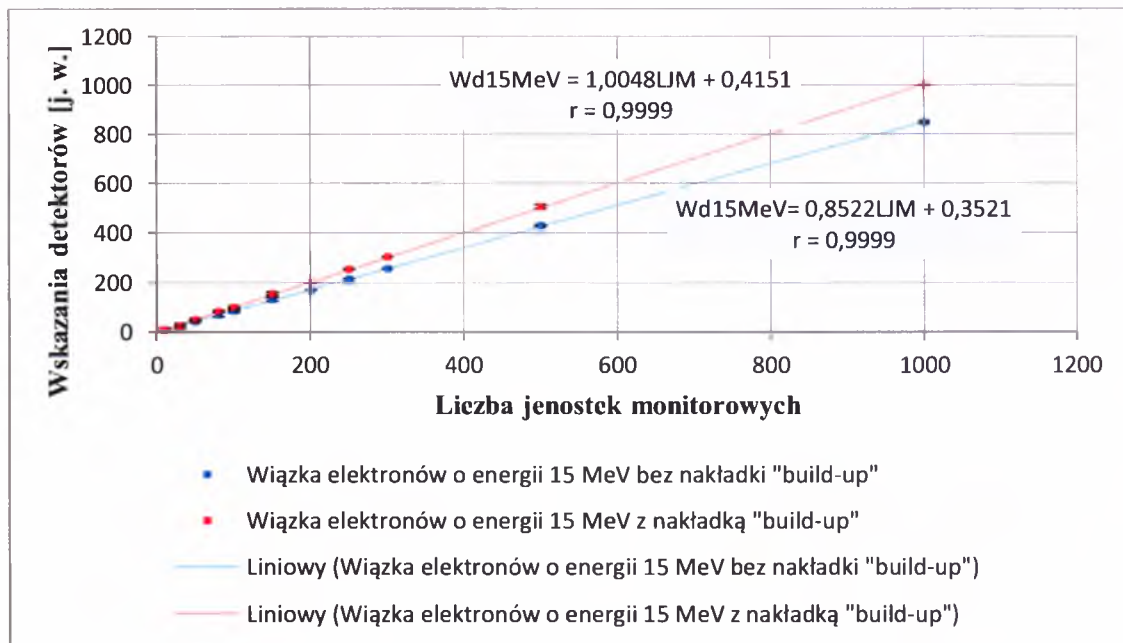


Rys. 4.3.2. Wskazania detektorów MOSFET a) bez nakładek „build-up”, b) z nakładkami „build-up” dla promieniowania elektronowego o energii 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV

Podobną wartość współczynnika korelacji Pearsona otrzymano dla pozostałych badanych energii promieniowania elektronowego.

Na Rys. 4.3.3 przedstawiono porównanie wskazań detektora bez i z nakładką „build-up” dla wybranej wiązki promieniowania elektronowego o energii 15 MeV. Na rysunku przedstawione są zarówno punkty pomiarowe jak i dopasowanie teoretyczne (krzywa

przerzywana). Podane zostało równanie krzywej oraz współczynnik korelacji Pearsona r . Dla obu prezentowanych krzywych współczynnik r jest zbliżony do 1 co świadczy o silnym związku zależności liniowej między zmiennymi będącymi wskazaniem detektorów i pochłoniętą dawką w badanym zakresie liczby jednostek monitorowych.



Rys. 4.3.3. Porównanie wskazań detektorów z nakładkami „build-up” i bez dla promieniowania elektronowego o energii 15 MeV

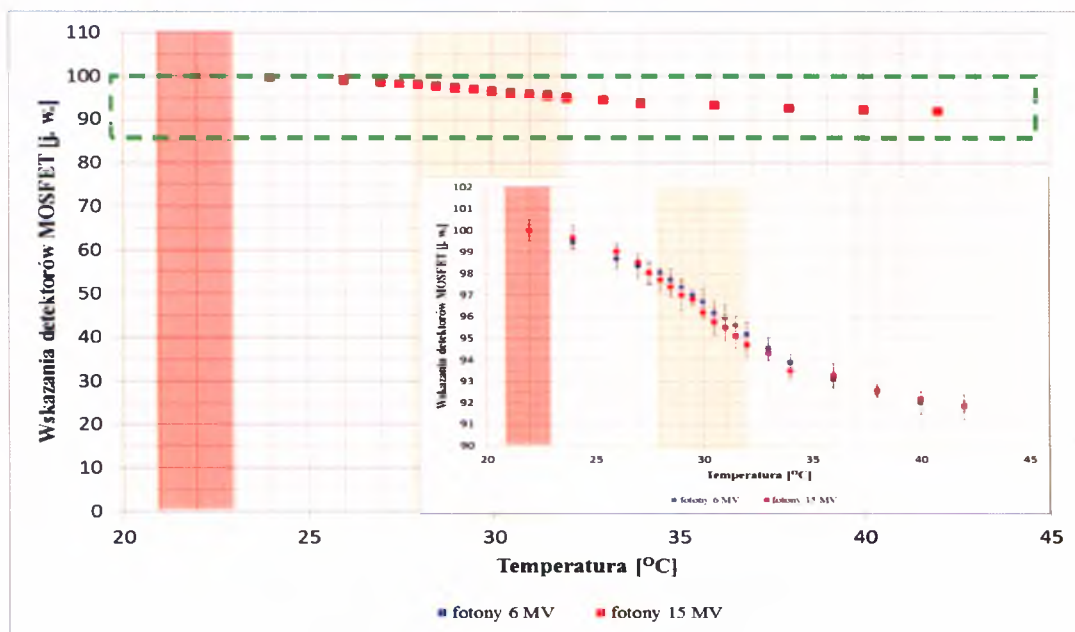
Ponieważ liniowość wskazań detektorów od dawki zachowana jest w całym badanym zakresie LJM, zarówno dla wiązek promieniowania fotonowego jak i elektronowego, dalsze pomiary parametrów detektorów przeprowadzano dla 100 JM odpowiadającej dawce około 1 Gy na głębokości dawek maksymalnych.

4.4 Zależność wskazań detektorów od temperatury

Zależność wskazań detektorów od temperatury otaczającego je środowiska jest jednym z ważniejszych parametrów charakteryzujących używane później do pomiaru *in vivo* detektory MOSFET. Waga przeprowadzenia tej charakterystyki związana jest z różnicą temperatury pomiędzy procesem kalibracji detektorów, który wykonywany jest zazwyczaj w temperaturze pokojowej (22 °C), a temperaturą wykonywania pomiarów *in vivo* – temperaturą skóry pacjenta ok. 30 °C.

Pomiary przeprowadzono, umieszczając detektory w wodzie na głębokości dawki maksymalnej. Pozostałe warunki pomiarowe to: odległość źródła do powierzchni wody (SSD) równa 100 cm, pole napromieniania w tej odległości równe 10 x 10 cm². Pomiary

przeprowadzono dla dostępnych i stosowanych w Zakładzie Radioterapii energii promieniowania fotonowego i elektronowego. W badaniu tej właściwości detektorów zastosowano wodę ze względu na łatwość zmiany temperatury otoczenia detektorów poprzez podgrzanie oraz stałą jej kontrolę. Temperaturę zmieniano w zakresie od 22 °C – 42 °C. Wyniki pomiarów wiązek promieniowania fotonowego i elektronowego przedstawiono na Rys. 4.4.1 i Rys. 4.4.2.

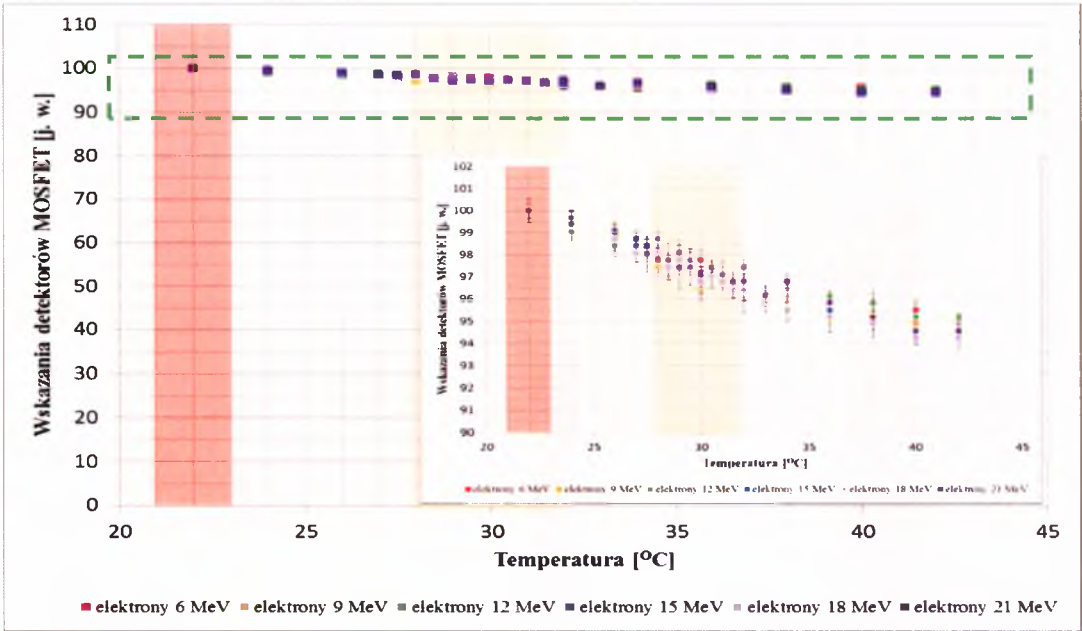


Rys. 4.4.1. Zależność wskazań detektora od temperatury, znormalizowane do temperatury 22 °C, dla wiązki fotonów generowanych napięciem 6 MV i 15 MV. Na wykresie zaznaczono linią przerywaną obszar, dla którego dopasowano skalę na osi Y (wskazania detektorów MOSFET) w celu uwidocznienia zachodzących zmian

W zakresie temperatur, dla których przeprowadzono eksperyment, otrzymane wartości wskazań detektorów wykazują spadek ich czułości dochodzący do 9% i 6% na brzegach badanego przedziału temperatur odpowiednio dla promieniowania fotonowego i elektronowego, co pokazano na Rys. 4.4.1 i Rys. 4.4.2.

W przedziale temperatur będących odpowiednikami temperatury na skórze pacjenta tj. 28 °C – 32 °C $\pm 0,5$ °C, różnice we wskazaniach detektorów w stosunku do temperatury 30 °C (środek przedziału) wynosiły $\pm 1,5$ % oraz $\pm 1,6$ %, odpowiednio dla wiązki fotonów 6 MV i 15 MV (Rys. 4.4.1) i $\pm 0,8$ %, $\pm 0,7$ %, $\pm 0,4$ %, $\pm 0,7$ %, $\pm 0,7$ %, $\pm 0,3$ %, odpowiednio dla wiązek elektronów o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV (Rys. 4.4.2). Ten przedział temperatury określono na podstawie pomiarów temperatury na skórze pacjenta, w takich bowiem warunkach przeprowadzane były pomiary *in vivo*. Spadek czułości detektorów dla temperatury 30 °C w stosunku do temperatury ich wzorcowania (22 °C) wynosił 3,3% oraz 3,8%, odpowiednio dla wiązki fotonów 6 i 15 MV oraz 2,2%, 3,5%, 3,2%, 2,9%, 3,2%, 2,9%, odpowiednio dla wiązek elektronów o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV, co wymusza

wprowadzenie poprawki na temperaturę w przypadku zastosowania detektorów w dozymetrii *in vivo* lub zmiany temperatury w procesie kalibracji detektorów.



Rys. 4.4.2. Zależność wskazań detektora od temperatury, znormalizowane do temperatury 22 °C, dla wiązek elektronów o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV. Na wykresie zaznaczono linią przerywaną obszar, dla którego dopasowano skalę na osi wskazań detektorów MOSFET w celu uwidocznienia zachodzących zmian

W Tab. 4.4.1 przedstawiono współczynniki korekcji wskazań detektorów $k(t)X$ oraz $k(t)e^-$ ze względu na temperaturę, wynikającą z różnicy temperatury kalibracji. Współczynniki te muszą zostać uwzględnione podczas wyznaczenia wartości dawki w pomiarze *in vivo* wykonanym detektorem typu MOSFET.

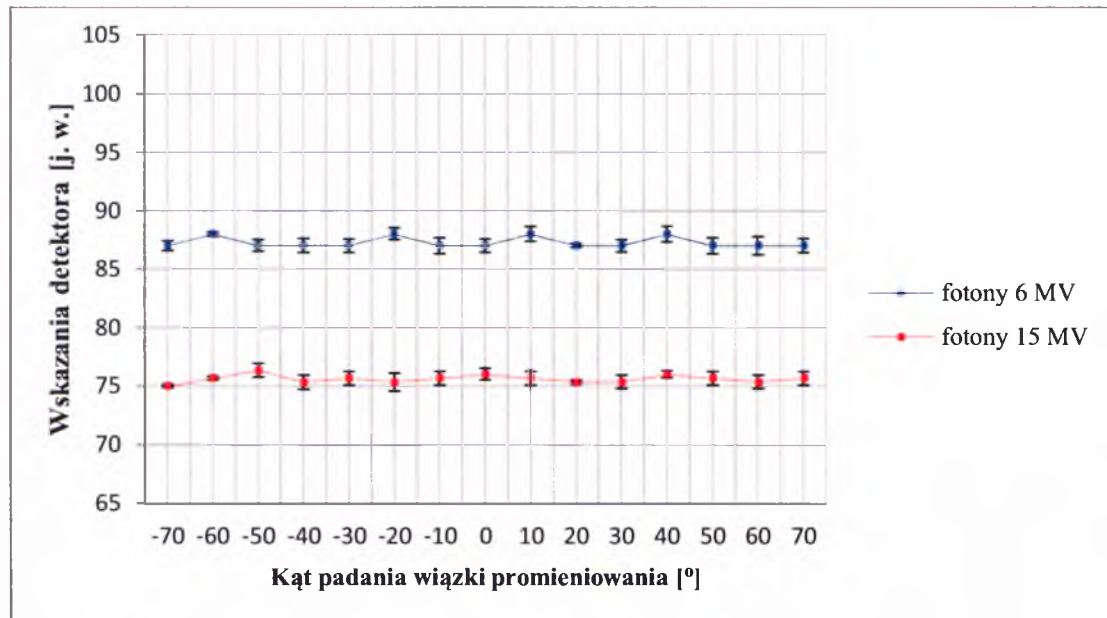
Wiązka promieniowania	Napięcie przyspieszające [MV]/ energia [MeV]	Współczynnik $k(t)X$	Współczynnik $k(t)e^-$
fotony	6	1,033	
	15	1,038	
elektrony	6		1,022
	9		1,035
	12		1,032
	15		1,029
	18		1,032
	21		1,029

Tab. 4.4.1. Wyznaczone wartości współczynników korekcyjnych $k(t)X$ i $k(t)e^-$ dla stosowanych wiązek promieniowania fotonowego i elektronowego wynikające z różnicy temperatury kalibracji detektorów a temperatury pomiaru dawki *in vivo*

4.5 Zależność wskazań detektorów od kierunku padania wiązki promieniowania

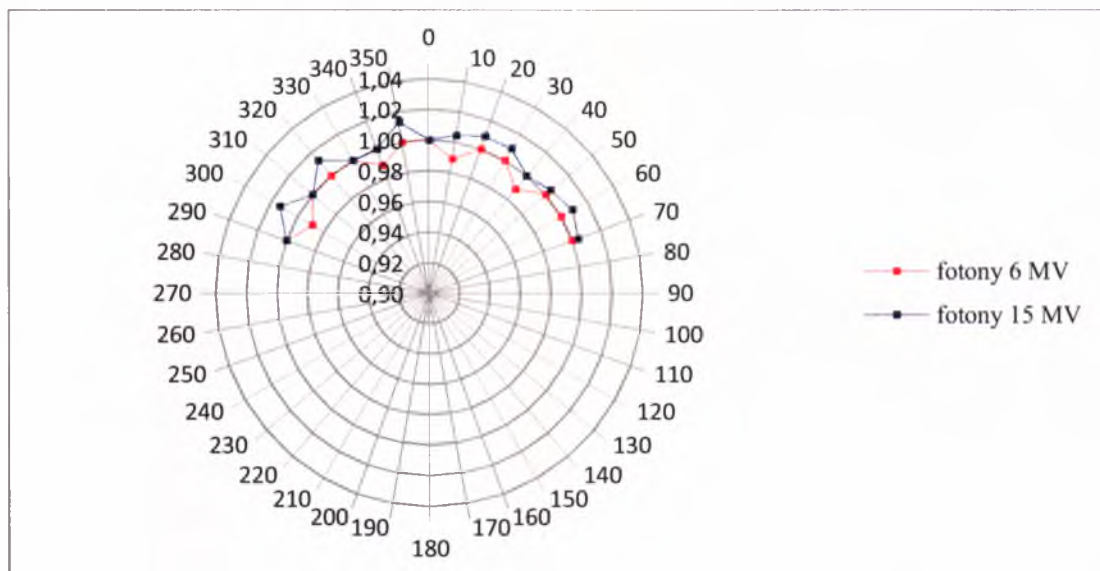
Istotnym elementem pomiaru dawki wejściowej jest kierunek, pod jakim wiązka promieniowania pada na detektor. Nie zawsze bowiem można umieścić detektor w ten sposób na ciele pacjenta, by znajdował się on w centralnej osi wiązki promieniowania, a kąt zawarty między osią wiązki a podstawą detektora wynosił $\varphi = 90^\circ$, co odpowiadałoby warunkom kalibracyjnym.

W kolejnym etapie badań parametrów detektorów, przeprowadzono pomiary odpowiedzi detektorów na podaną stałą LJM odpowiadającą dawce 100 cGy, w zależności od kierunku padania wiązki promieniowania. Pomiary wykonano dla pola $10 \times 10 \text{ cm}^2$, umieszczając detektory w powietrzu, w odległości 100 cm od źródła (izocentrum) w zakresie kątów $290^\circ - 0^\circ - 70^\circ$. Podczas pomiaru na detektory nałożono nakładki typu „build-up”, które miały na celu zapewnienie równowagi elektronowej podczas pomiaru oraz zbliżenie się do pomiaru dawki na głębokości dawki maksymalnej, czyli zapewnienie efektu narastania dawki w celu odzwierciedlenia układu później wykonywanej dozymetrii *in vivo*. Wyniki pomiarów wskazań detektorów w zależności od kierunku padania wiązki promieniowania dla wiązek fotonów o napięciu przyspieszającym 6 i 15 MV przedstawiono na Rys. 4.5.1.



Rys. 4.5.1. Zależność wskazań detektorów od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek fotonowych generowanych napięciem 6 i 15 MV

Na Rys. 4.5.2 zobrazowano wartość współczynnika korekcyjnego $k(\varphi)_X$ w zależności od kierunku padania obydwu wiązek promieniowania.

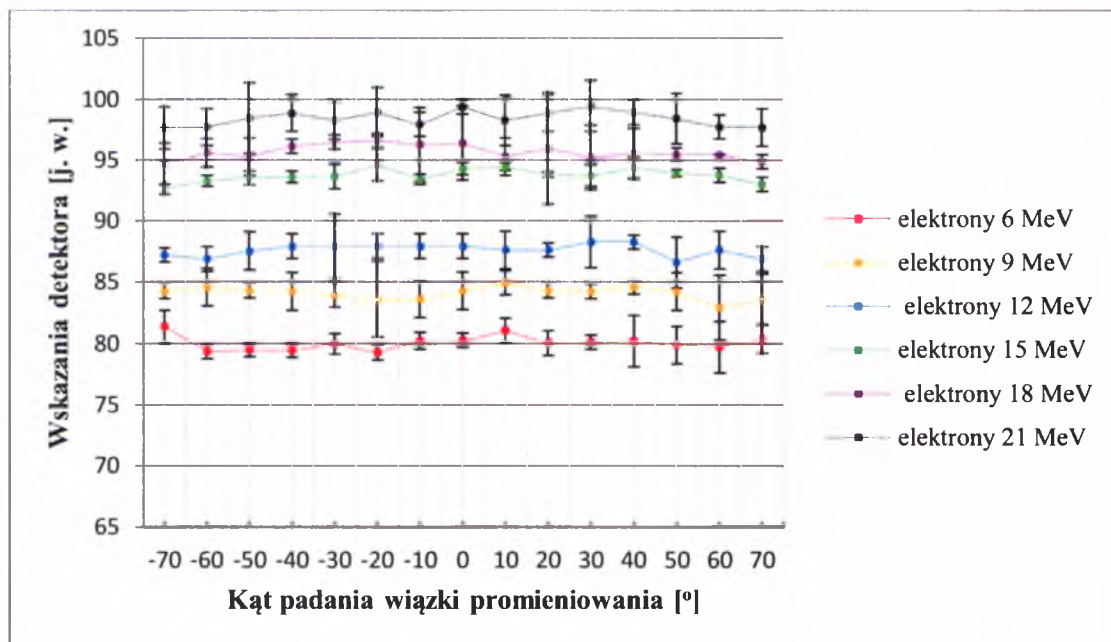


Rys. 4.5.2. Zależność wartości współczynnika korekcyjnego $k(\phi)X$ wskazań detektora od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek fotonowych generowanych napięciem 6 i 15 MV

Wyniki pomiarów przedstawione na Rys. 4.5.1 wskazują, że w zakresie kątów $290^\circ \div 70^\circ$ ($-70^\circ \div +70^\circ$), detektory dają podobny odczyt. Różnice wskazań detektorów w krańcowych położeniach wiązki w stosunku do prostopadłego kierunku padania wiązki na detektory, wynoszą odpowiednio $\pm 1,13\%$, $SD = 0,5\%$ i $\pm 1,32\%$, $SD = 0,4\%$ dla wiązek fotonów generowanych napięciem 6 i 15 MV. Porównanie wyników wskazań detektorów zależnych od kierunku padania wiązki promieniowania fotonowego dla przeprowadzonego eksperymentu do wyników publikowanych w literaturze potwierdza tezę małej anizotropii detektorów MOSFET opisywanych przez ich producenta. Niemniej jednak przeglądając doniesienia literaturowe, można odszukać wyniki mówiące o zmianie czułości detektorów nawet o 4% dla kątów większych niż 70° . Takiego efektu w przeprowadzonym eksperymencie nie zaobserwowano, przedstawiając wcześniej wyniki ze skrajnych wartości kątów padania wiązki promieniowania. W praktyce klinicznej rzadko zdarza się, by powierzchnia detektora ustawiona była pod kątem większym niż 70° , w związku z powyższym nie jest konieczne wprowadzenie współczynników korekcji odczytu detektora ze względu na ukośne padanie wiązki na detektor, podczas pomiaru dawki *in vivo* wiązkami fotonowymi. Na Rys. 4.5.2 przedstawiono zależność wartości współczynnika korekcyjnego $k(\phi)X$ wskazań detektora od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek fotonowych generowanych napięciem 6 i 15 MV. Współczynnik ten został wyznaczony jako iloraz wskazań detektora, który został napromieniony dla położenia ramienia aparatu równego 0° i pozostałych badanych położeniach ramienia. Jak widać na Rys. 4.5.2 wartość współczynnika

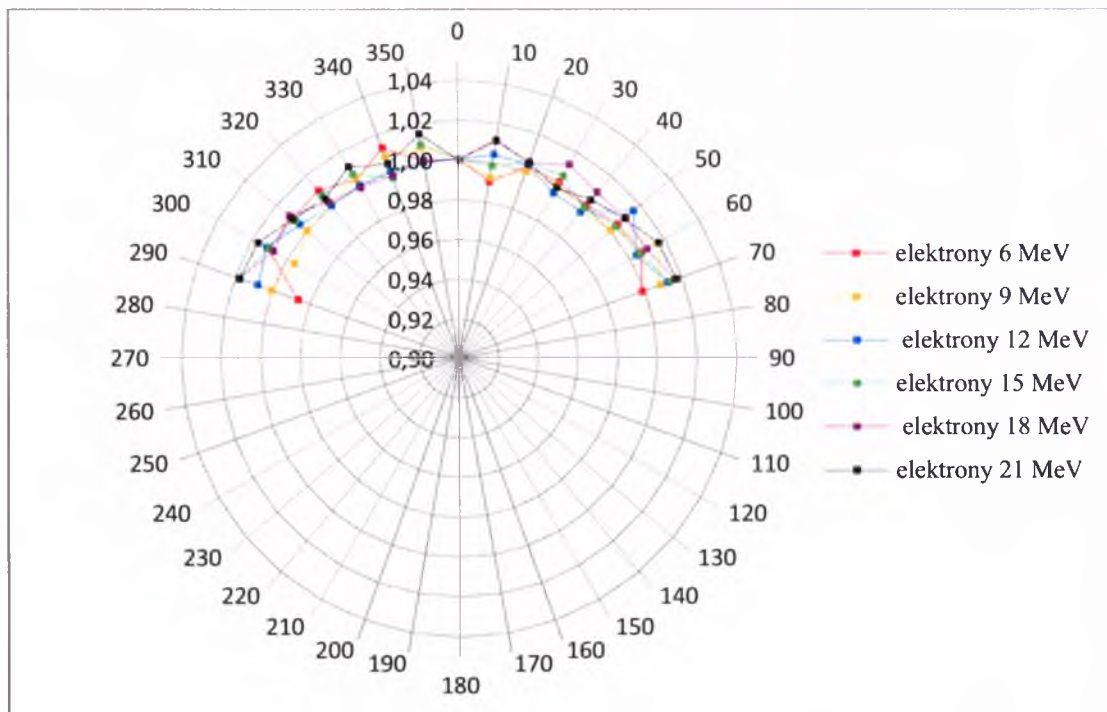
$k(\varphi)X$ jest zbliżony do 1, co powoduje jego eliminację przy wyznaczeniu dawki w pomiarze *in vivo* detektorami MOSFET.

Rysunki 4.5.3 i 4.5.4 przedstawiają odpowiednio wskazania detektorów i wartości współczynników korekcyjnych $k(\varphi)e^-$ w zależności od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek elektronowych o energiach 6, 9, 12, 15, 18 i 21 MeV.



Rys. 4.5.3. Zależność wskazań detektora od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek elektronowych o energiach 6, 9, 12, 15, 18 i 21 MeV

W przypadku wiązek promieniowania elektronowego różnice wskazań detektorów w krańcowych położeniach wiązki badanego układu pomiarowego, w stosunku do prostopadłego kierunku padania wiązki na detektory wynosiły $\pm 1,3\%$, $\pm 1,2\%$, $\pm 1,2\%$, $\pm 1,1\%$, $\pm 1,1\%$, $\pm 1,0\%$, odpowiednio dla wiązek promieniowania elektronowego o energiach 6, 9, 12, 15, 18 i 21 MeV, dla których odchylenie standardowe wyrażone w procentach było równe: 0,6, 0,5, 0,5, 0,5, 0,6, 0,6. Podobnie jak dla wiązek promieniowania fotonowego nie jest konieczne wprowadzenie współczynników korekcji odczytu detektora ze względu na ukośne padanie wiązki na detektor podczas pomiaru i wyznaczenie wartości dawki *in vivo* wiązkami elektronowymi.



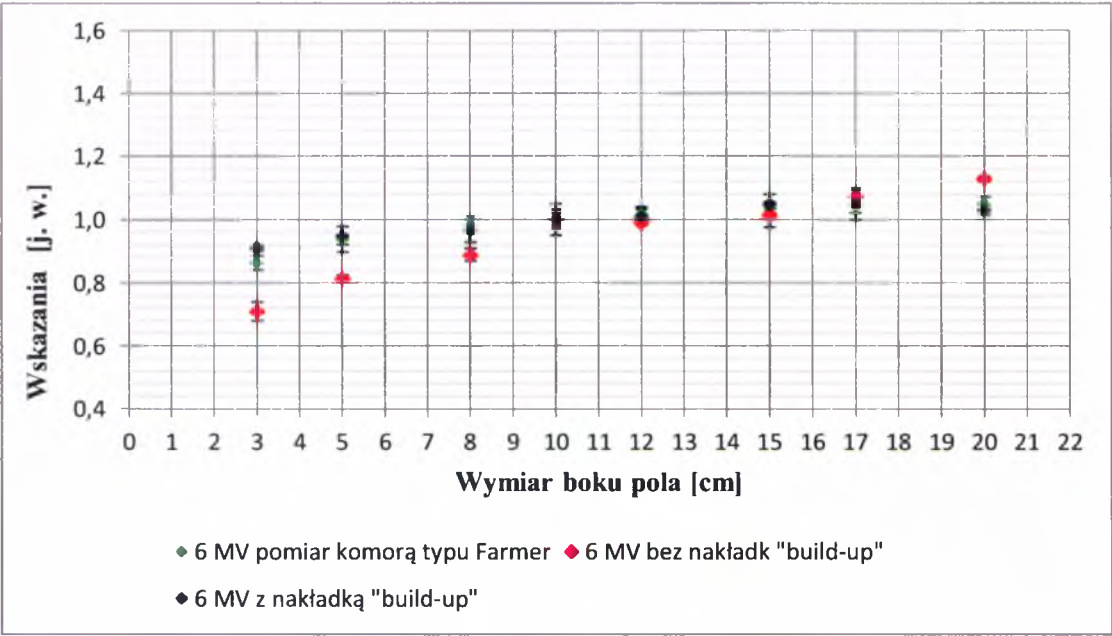
Rys. 4.5.4. Zależność wartości współczynnika korekcyjnego $k(\phi)e^-$ wskazań detektora od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek elektronowych o energii 6, 9, 12, 15, 18 i 21 MeV

4.6 Zależność wskazań detektorów od wielkości napromienianego pola

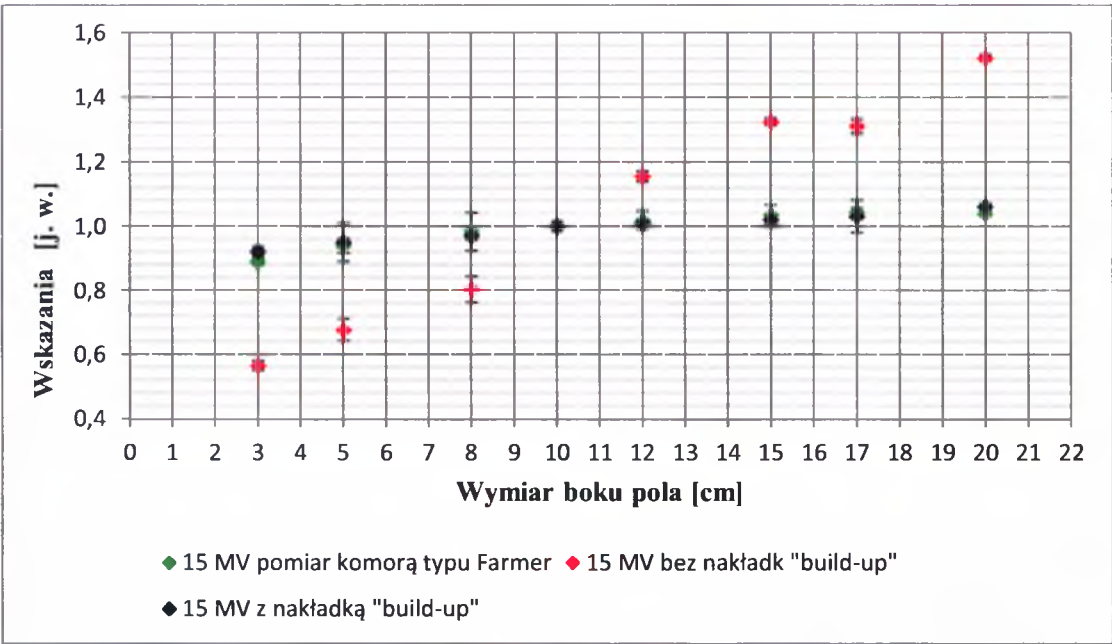
Wiązki promieniowania fotonowego

Pomiary zależności wskazań detektorów od wielkości napromienianego pola wykonano umieszczając detektory w osi wiązki na powierzchni fantomu stałego. Pomiary przeprowadzano zarówno dla detektora z nakładką aluminiową jak i bez nakładki. Ponadto, dla porównania, przeprowadzono podobne pomiary komorą jonizacyjną typu Farmer 0,6 cm³, umieszczając ją w fantomie na głębokości dawki maksymalnej. Wszystkie pomiary wykonywano dla: 100 JM, SSD = 100 cm, promieniowania fotonowego generowanego napięciem 6 i 15 MV, kwadratowego pola napromieniania o boku od 3 cm do 20 cm. Wartości wskazań detektorów normalizowano dla pola o wymiarze 10 x 10 cm².

Wyniki pomiarów przedstawiono na Rys. 4.6.1 i Rys. 4.6.2 odpowiednio dla napięcia przyspieszającego 6 i 15 MV. Wyniki wskazują, że w zakresie stosowanych wartości pól, wskazania detektora z nakładką aluminiową są bliskie wskazaniom komory jonizacyjnej. Znaczący to, że detektory z nakładką aluminiową mierzą ten sam efekt co komora jonizacyjna, który wynika ze zwiększonego rozproszenia w miarę wzrostu pola napromieniania. Uwaga ta jest o tyle istotna, gdyż pozwala pominąć, przy wyznaczaniu dawki, współczynnik korekcji $k(S)X$ związany z wielkością pola promieniowania podczas pomiarów *in vivo*.



Rys. 4.6.1. Zależność wskazań detektora MOSFET bez i z nakładką „build-up” od wielkości pola w porównaniu do wskazań komory jonizacyjnej typu Farmer dla wiązki promieniowania fotonowego o napięciu przyspieszającym 6 MV; wartości znormalizowano do jedności dla pola 10 x 10 cm²



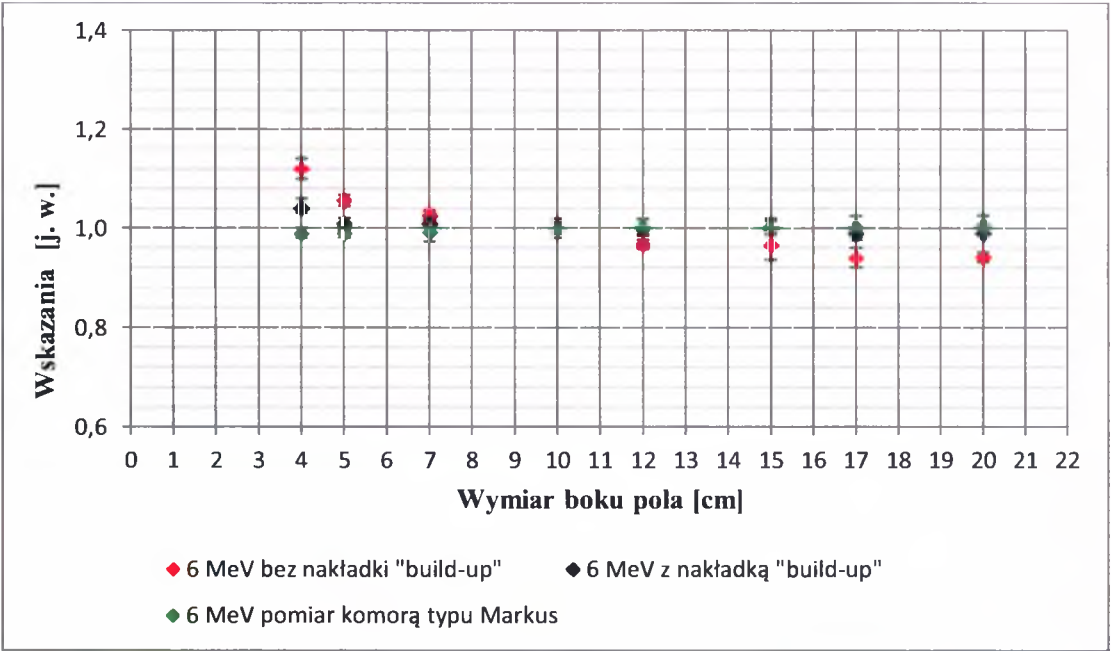
Rys. 4.6.2. Zależność wskazań detektora MOSFET bez i z nakładką „build-up” od wielkości pola w porównaniu do wskazań komory jonizacyjnej typu Farmer dla wiązki promieniowania fotonowego o napięciu przyspieszającym 15 MV; wartości znormalizowano do jedności dla pola 10 x 10 cm²

W odniesieniu do detektora bez nakładki, różnice wskazań, w stosunku do komory jonizacyjnej, są większe. Jest to związane z brakiem materiału zapewniającego równowagę

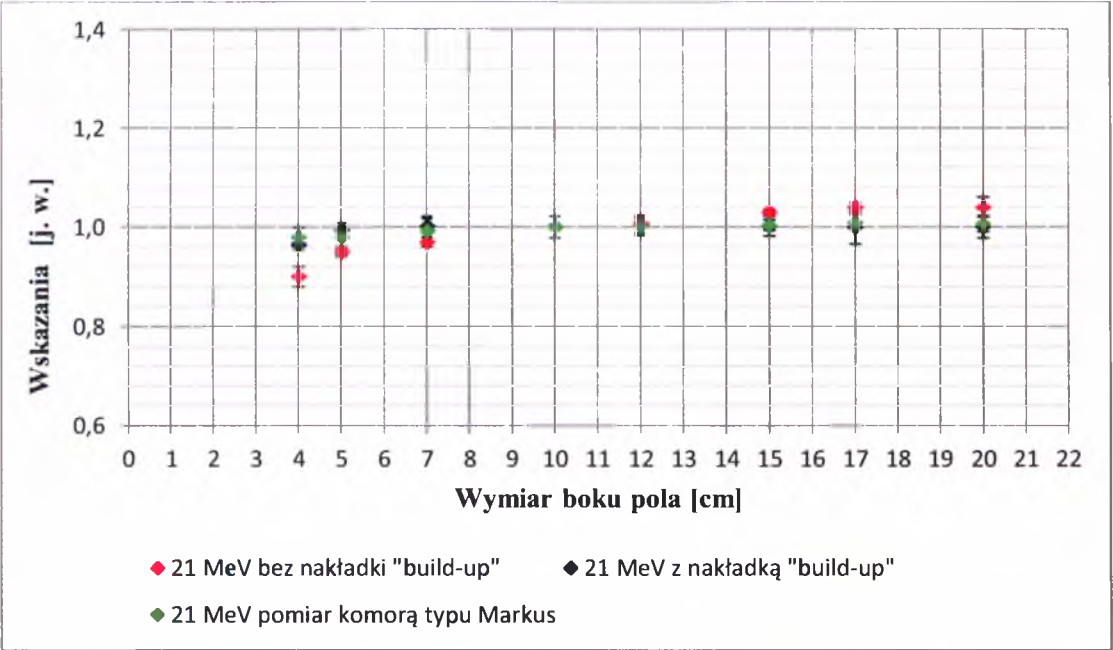
elektronową w obszarze „build-up”. Efekt ten widać wyraźniej dla wiązki 15 MV zobrazonej na Rys. 4.6.2.

Wiązki promieniowania elektronowego

Badania przeprowadzono dla wiązek elektronowych o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV w takim samym układzie geometrii jak dla wiązek fotonowych. Wskazania detektorów porównywano z odpowiednimi wskazaniami komory jonizacyjnej typu Markus, umieszczając ją w wodzie na głębokości dawek maksymalnych. Porównań dokonano dla wszystkich stosowanych energii elektronów i napromienianych pól. Pola napromieniania formowano przy użyciu aplikatora typu DEVA (Rozdział 1.1). Ze względu na dużą ilość wyników pomiarowych, w sposób graficzny na Rys. 4.6.3 i Rys. 4.6.4 przedstawiono jedynie dwie skrajne badane wiązki elektronowe o energiach 6 i 21 MeV, jako zależność wskazań komory jonizacyjnej i detektora MOSFET od wielkości pola promieniowania. Otrzymane wartości znormalizowano do jedności dla pola 10 x 10 cm². W Tabeli 4.6.1 zestawiono wartości współczynnika korekcji $k(S)e^-$ będącego ilorazem wskazań komory jonizacyjnej i detektora MOSFET.



Rys 4.6.3. Zależność wskazań detektora MOSFET bez i z nakładką „build-up” od wielkości pola w porównaniu do wskazań komory jonizacyjnej typu Markus dla wiązki promieniowania elektronowego o energii 6 MeV; wartości znormalizowano do jedności dla pola 10 x 10 cm²



Rys. 4.6.4. Zależność wskazań detektora MOSFET bez i z nakładką „build-up” od wielkości pola w porównaniu do wskazań komory jonizacyjnej typu Markus dla wiązki promieniowania elektronowego o energii 21 MeV; wartości znormalizowano do jedności dla pola 10 x 10 cm²

Wymiar boku pola [cm]	Energie wiązek elektronowych					
	6 MeV	9 MeV	12 MeV	15 MeV	18 MeV	21 MeV
4	0,926	0,935	0,983	0,980	1,009	1,019
5	0,964	0,985	1,000	0,990	0,990	1,000
7	0,990	0,990	0,990	0,990	1,000	0,990
10	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
12	1,010	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
15	1,010	1,010	1,000	1,000	1,000	1,000
17	1,010	1,010	1,010	1,000	1,000	1,000
20	1,010	1,010	1,010	1,010	1,010	1,010

Tab. 4.6.1. Wartości współczynników korekcji $k(S)e^-$ będących ilorzem wskazań komory jonizacyjnej i detektora MOSFET dla wszystkich badanych wiązek promieniowania elektronowego o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV

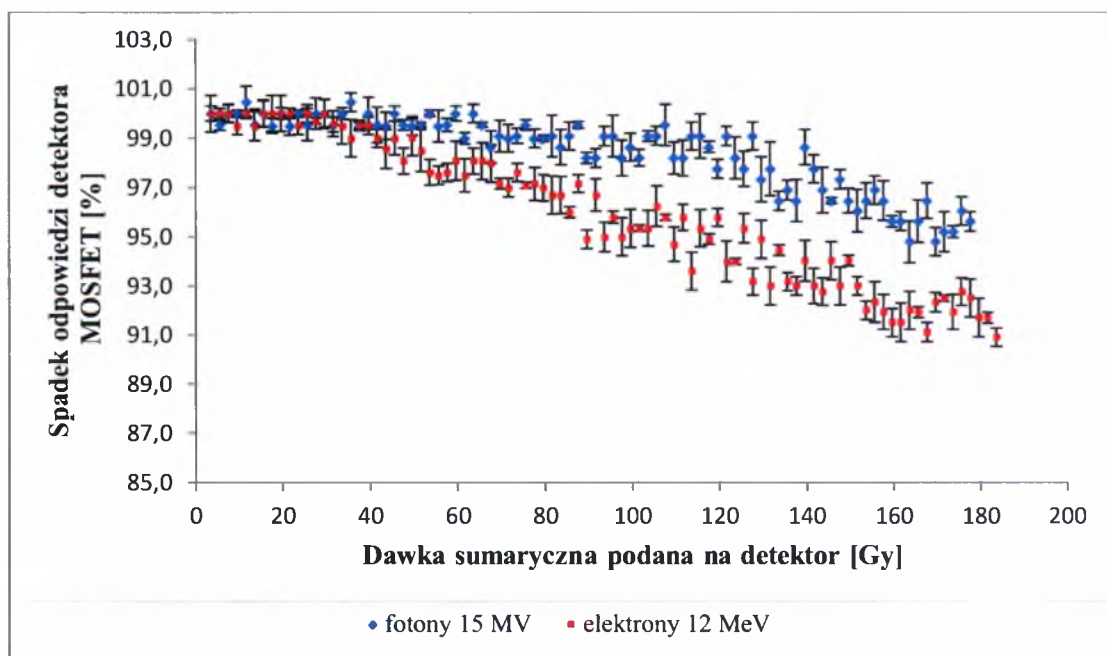
Na podstawie wyników prezentowanych w Tabeli 4.6.1 można wysunąć wniosek, że zależność wskazań detektorów MOSFET, dla których podczas pomiaru zastosowano nakładki typu „build-up”, w zakresie wielkości pola od 5 x 5 cm² do 20 x 20 cm² jest zbliżona, w granicach 1% do wskazań komory jonizacyjnej typu Markus dla wiązek elektronów o energiach w zakresie 12 MeV do 21 MeV. Dla energii elektronów 6 MeV i 9 MeV konieczne jest uwzględnienie współczynnika korekcji $k(S)e^-$ w procesie pomiaru dawki *in vivo* już dla pola o wymiarze 5 x 5 cm². Dla pól, których wymiar pola jest mniejszy

niż $5 \times 5 \text{ cm}^2$ konieczne jest wprowadzenie współczynnika korekcji $k(S)e^-$ dla wszystkich stosowanych energii elektronów generowanych przez akcelerator.

4.7 Zależność odpowiedzi detektorów MOSFET od wartości dawki skumulowanej

Określenie zmian czułości detektorów MOSFET wraz ze wzrostem wartości dawki skumulowanej jest istotnym elementem prowadzenia pomiarów *in vivo* podczas rutynowej radioterapii. W celu dokładnego zbadania tego zjawiska przeprowadzono pomiary dla wszystkich dostępnych i stosowanych energii promieniowania fotonowego i elektronowego stosowanych w Zakładzie Radioterapii i generowanych przez akcelerator Primus firmy Siemens. Detektory umieszczano w wodzie, na głębokości dawki maksymalnej, gdzie uprzednio określono wartości mocy dawki przy użyciu komór jonizacyjnych typu Farmer $0,6 \text{ cm}^3$ i typu Markus odpowiednio dla stosowanego rodzaju promieniowania. Następnie napromieniano detektory dawką równą 2 Gy aż do osiągnięcia maksymalnej wartości dawki, jaką może zaabsorbować detektor, równej 200 Gy, co odpowiada zmianie napięcia 20 V. Wartości maksymalne kumulowanej dawki określone zostały przez producenta. Odczyty detektorów przeprowadzano każdorazowo po napromienieniu kolejną dawką.

Wyniki pomiarów zależności czułości detektorów od skumulowanej dawki dla wiązek elektronów o energii 12 MeV oraz dla porównania dla fotonów generowanych napięciem 15 MV przedstawiono w postaci wykresów na Rys. 4.7.1.



Rys. 4.7.1. Spadek odpowiedzi detektorów MOSFET od wartości dawki skumulowanej

Należy zwrócić uwagę, że skala na osi Y – spadek odpowiedzi detektora – została dobrana w celu uwidocznienia zmiany wskazań detektora wraz z kumulowaną dawką.

Wybór prezentowanych wyników związany jest z najczęściej stosowanymi energiami w radioterapii. Analizując otrzymane wyniki, stwierdzono spadek czułości detektorów w badanym przedziale dawki sumarycznej. W przypadku elektronów o energii 12 MeV w początkowym zakresie skumulowanej dawki zauważono spadek czułości detektorów wynoszący 0,02% na 1 Gy. Po zaabsorbowaniu przez detektory dawki około 40 Gy, spadek czułości wynosił 0,05% na 1 Gy. Największy spadek czułości odnotowano w przedziale skumulowanej dawki od 140 – 185 Gy, który wynosił 0,06% na 1 Gy. Spadek czułości detektora w przypadku wiązki fotonów generowanych napięciem 15 MV jest bardziej stabilny. W początkowym zakresie skumulowanej dawki odnotowano średni spadek czułości detektora wynoszący 0,01% na 1 Gy. Po zaabsorbowaniu przez detektory dawki około 110 Gy spadek ich czułości wynosił 0,04% na 1 Gy aż do wartości maksymalnej skumulowanej dawki równej 180 Gy. Dla tych zmian czułości detektora konieczne jest wyznaczenie i wprowadzenie współczynników korekcji $k(Ds)e^-$ i $k(Ds)X$ w procesie pomiaru dawki *in vivo* lub wykonywanie kontrolnej kalibracji w celu zweryfikowania współczynnika kalibracji wynikającego ze zmian czułości detektorów w miarę kumulowania otrzymywanej dawki.

W Tabeli 4.7.1 przedstawiono wartości współczynników korekcyjnych, które zastosowano do wyliczenia dawek zaaplikowanych pacjentom poddanym radioterapii, wyznaczonych poprzez pomiar *in vivo* detektorami MOSFET.

Współczynniki te uwzględniają dawkę skumulowaną przez detektor dla promieniowania elektronowego o energii 12 MeV i fotonowego o napięciu przyspieszającym 15 MV.

Dawka sumaryczna [Gy]	Współczynnik $k(Ds)e^-$	Współczynnik $k(Ds)X$
10	1,000	1,000
20	1,010	1,000
30	1,010	1,000
40	1,021	1,000
50	1,031	1,000
60	1,042	1,000
70	1,053	1,000
80	1,053	1,011
90	1,053	1,011
100	1,065	1,011
110	1,065	1,011
120	1,076	1,011
130	1,076	1,011
140	1,088	1,022
150	1,088	1,034
160	1,100	1,034
170	1,100	1,046
180	1,112	1,046

Tab. 4.7.1. Wyznaczone wartości współczynników korekcyjnych $k(Ds)e^-$ i $k(Ds)X$ odpowiednio dla wiązki elektronowej o energii 12 MeV i fotonowej 15 MV

4.8 Współczynnik kalibracji detektorów

Kalibrację detektorów MOSFET przeprowadzono zgodnie z procedurami określonymi w Rozdziale 4.1. W niniejszym rozdziale zostaną przedstawione wyniki tych kalibracji, jak również wartości przyjętych współczynników kalibracji do celów wyznaczenia wartości dawki w pomiarze dawki *in vivo* dla technik standardowych, technik konformalnych czy też zastosowania detektorów MOSFET w weryfikacji systemów planowania leczenia.

Techniki standardowe

Kalibracja detektorów MOSFET dla dozymetrii *in vivo*, pomiaru dawki wejściowej dla technik standardowych przeprowadzona została celem wyznaczenia współczynnika kalibracji F_{wej} określonego równaniem 4.1.1 (Rozdział 4.1.1).

Detektor podczas napromieniania został umieszczony w nakładce aluminiowej. Na Rys. 4.8.1 przedstawiono fotografię układu pomiarowego, którego schemat przedstawiono na Rys. 2.3.1 (Rozdz. 2.3). Współczynniki kalibracji poszczególnych detektorów MOSFET wyznaczono oddzielnie dla promieniowania stosowanego w pomiarach *in vivo*. Analizie poddano detektory w 6 kompletach po 5 detektorów, każdy detektor napromieniono pięciokrotnie.



Rys. 4.8.1. Fotografia układu pomiarowego wyznaczenia współczynnika kalibracji dawki wejściowej F_{wej}

Po każdorazowym napromienieniu wyznaczono współczynnik kalibracji, a następnie na tej podstawie średni, indywidualny współczynnik dla pojedynczego detektora oraz średnią wartość współczynnika dla całego zestawu detektorów. Wartość współczynnika kalibracyjnego kompletu detektorów wyznaczona ze średnich indywidualnych współczynników detektorów została użyta do wyznaczenia dawki w pomiarze *in vivo*, jeżeli odchylenie standardowe wyrażone w procentach wszystkich 25 wyników pomiarów dla grupy 5 detektorów było $\leq 2,5\%$. W przeciwnym przypadku wartość F_{wej} przyjmowano oddzielnie dla każdego detektora.

Rozkład otrzymanych wyników analizowano na podstawie wartości kurtozy wyznaczonej przy użyciu programu Statistica v.10. Wyznaczana wartość kurtozy opisana równaniem 4.8.1 jest właściwie eksceseśm równym $K - 3$, co skutkuje tym, że wartość kurtozy, którą poddano analizie porównywano do wartości 0 a nie 3. Kurtoza mierzy "spiczastość" rozkładu. Jeśli wartość kurtozy jest wyraźnie różna od zera, wówczas rozkład jest albo bardziej płaski albo bardziej spiczasty niż rozkład normalny; wartość kurtozy dla rozkładu normalnego wynosi 0. Kurtoza większa od 0 oznacza, że rozkład ma bardziej ostry szczyt dla średniej niż rozkład normalny o tych samych: średniej i odchyleniu standardowym. Jednocześnie ogony rozkładu są grubsze niż w przypadku rozkładu normalnego. Taki rozkład określa się terminem leptokurtyczny. Kurtoza mniejsza od 0 oznacza, że rozkład ma bardziej spłaszczony szczyt dla średniej niż rozkład normalny o tych samych: średniej i odchyleniu standardowym. Jednocześnie ogony rozkładu są cieńsze niż w przypadku rozkładu normalnego. Taki rozkład określa się terminem mezokurtyczny. Kurtoza jest wyliczana z równania:

$$K = \frac{[n \cdot (n+1) \cdot M_4 - 3 \cdot M_2 \cdot M_2 \cdot (n-1)]}{[(n-1) \cdot (n-2) \cdot (n-3) \cdot \sigma^4]}, \quad (4.8.1)$$

gdzie:

M_2 – jest równy: $\sum (x_i - \bar{x})^2$, tu: x_i – wartość wyznaczona z pomiarów,

\bar{x} – średnia wartość z pomiarów,

M_4 – jest równy: $\sum (x_i - \bar{x})^4$,

n – liczba ważnych przypadków (bez braków danych),

σ^4 – odchylenie standardowe podniesione do czwartej potęgi.

Odchylenie rozkładu od symetrii wyznaczano w oparciu o wartość skośności. Jeśli wartość skośności jest wyraźnie różna od zera, wówczas dany rozkład jest asymetryczny.

Skośność dana jest równaniem:

$$S = \frac{n \cdot M_3}{[(n-1) \cdot (n-2) \cdot \sigma^3]} \quad (4.8.2)$$

gdzie:

M_3 – jest równy: $\sum (x_i - \bar{x})^3$,

σ^3 – odchylenie standardowe podniesione do trzeciej potęgi,

n – liczba ważnych przypadków.

Asymetrię rozkładu można określić porównując średnią arytmetyczną \bar{x} z medianą M_e i modalną M_o (moda, dominanta). Wyróżnić można trzy przypadki:

$\bar{x} = M_e = M_o$ – dla rozkładu symetrycznego,

$\bar{x} > M_e > M_o$ – dla rozkładu o asymetrii prawostronnej,

$\bar{x} < M_e < M_o$ – dla rozkładu o asymetrii lewostronnej.

Jeżeli skośność – współczynnik asymetrii – jest ujemna, to rozkład ma tzw. gruby ogon po lewej stronie średniej. Natomiast dodatnia skośność oznacza występowania grubego ogona po prawej stronie średniej.

Wyniki pomiarów wyznaczonych współczynników pojedynczych detektorów przedstawiono w Tab. 4.8.1. W Tab. 4.8.2 przedstawiono wyniki dla badanych 6 kompletów detektorów. Na Rysunkach 4.8.2 oraz 4.8.3 przedstawiono histogramy rozrzutu współczynnika kalibracyjnego pojedynczych detektorów dla badanych wiązek fotonowych generowanych napięciem 6 i 15 MV i wiązek elektronów o energii 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV.

Odchylenie standardowe przedstawione w Tab. 4.8.1 dla wyznaczonych indywidualnych współczynników kalibracji badanych 30 detektorów (150 pomiarów) oraz wartości odchylenia standardowego średniej dla badanych kompletów detektorów przedstawione w Tab. 4.8.2, świadczą o stabilności wskazań detektorów.

	Statystyki opisowe								
	Srednia	N	Mediana	Moda	Minimum	Maksimum	Odch.std	Skośność	Kurtoza
F 6 MV	0,970	150	0,971	0,971	0,952	0,990	0,009	0,254	-0,116
F 15 MV	1,126	150	1,124	1,136	1,075	1,149	0,015	-0,988	2,123
E 6 MeV	1,162	150	1,163	1,149	1,136	1,190	0,013	0,098	-1,092
E 9 MeV	1,133	150	1,136	wielok.	1,124	1,149	0,009	0,501	-0,799
E 12 MeV	1,079	150	1,075	1,087	1,064	1,087	0,009	-0,528	-1,019
E 15 MeV	1,045	150	1,042	1,053	1,031	1,053	0,008	-0,528	-1,018
E 18 MeV	1,003	150	1,000	1,010	0,990	1,010	0,007	-0,529	-1,017
E 21 MeV	0,972	150	0,971	0,980	0,959	0,980	0,008	-0,184	-1,495

Tab. 4.8.1. Wyniki pomiarów współczynników kalibracji dla 30 detektorów stanowiących 6 kompletów po 5 detektorów; wyniki podano dla 150 pomiarów. Oznaczenie: F – fotony, E – elektrony

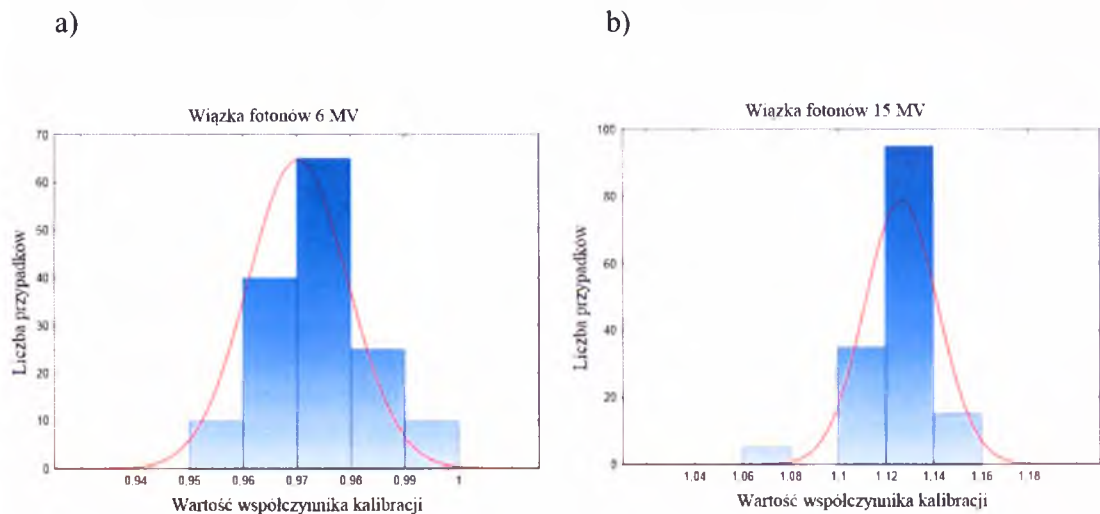
	Statystyki opisowe								
	Srednia	N	Mediana	Moda	Minimum	Maksimum	Odch.std*	Skośność	Kurtoza
F 6 MV	0,970	6	0,970	0,969	0,968	0,971	0,0010	-0,928	1,44
F 15 MV	1,126	6	1,126	1,127	1,125	1,128	0,0010	0,382	-1,25
E 6 MeV	1,162	6	1,162	1,162	1,161	1,165	0,0012	1,386	2,55
E 9 MeV	1,132	6	1,133	1,132	1,131	1,133	0,0007	-0,937	1,45
E 12 MeV	1,079	6	1,079	wielokr.	1,078	1,081	0,0013	0,747	-0,78
E 15 MeV	1,045	6	1,045	wielokr.	1,044	1,047	0,0012	0,747	-0,78
E 18 MeV	1,003	6	1,003	wielokr.	1,002	1,005	0,0011	0,748	-0,78
E 21 MeV	0,972	6	0,972	b.mod.	0,968	0,975	0,0026	-0,402	-1,29

*wartość podana w Tabeli jest odchyleniem standardowym średniej

Tab. 4.8.2. Wyniki pomiarów współczynników kalibracji badanych 6 kompletów detektorów. Oznaczenie: F – fotony, E – elektrony

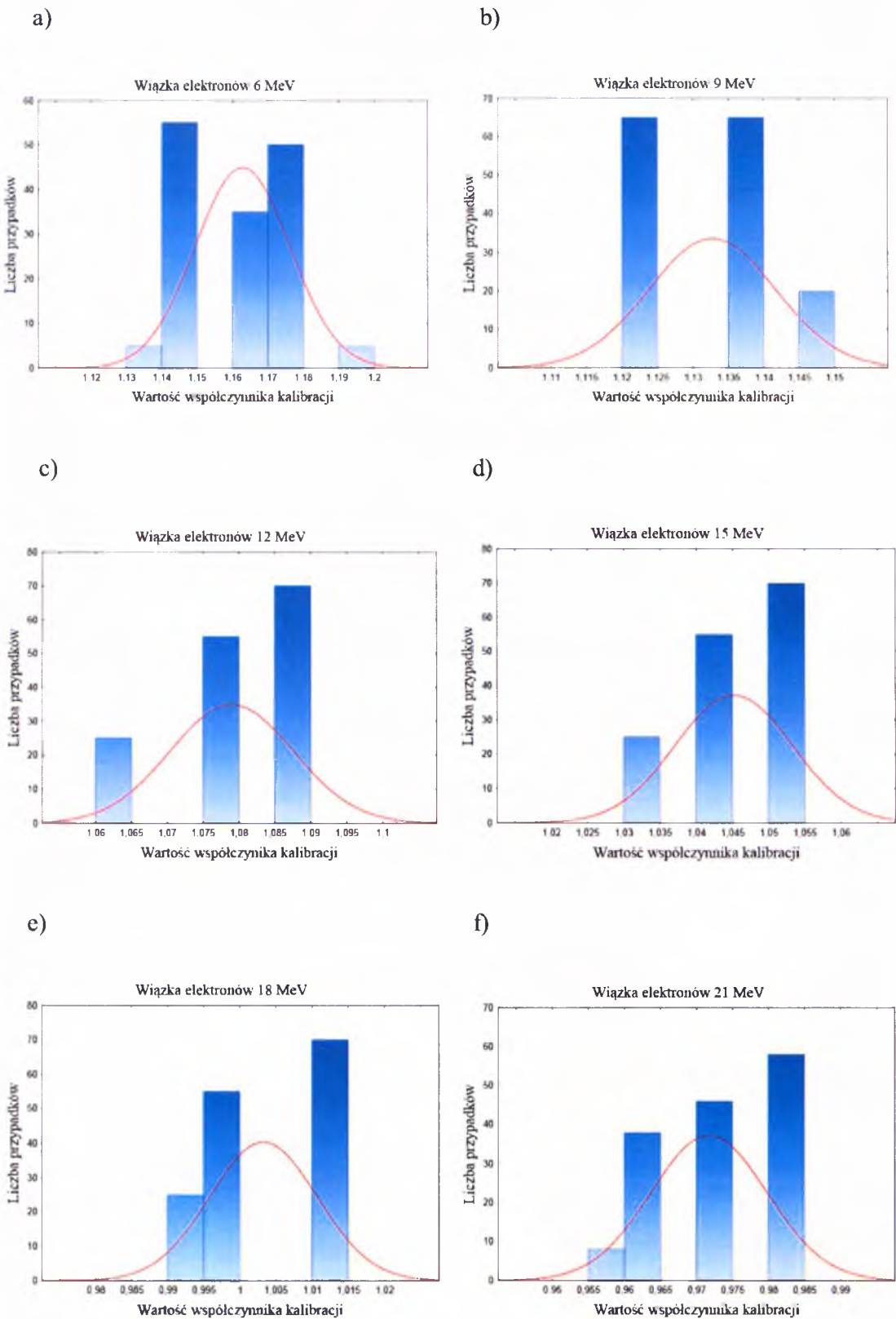
Dla pojedynczych pomiarów, mimo że różnice wskazań pomiędzy wartością minimalną i maksymalną współczynnika kalibracji zbliżone były do wartości 7% (F 15 MV), odchylenie standardowe wynosiło 0,9%, 1,5%, odpowiednio, dla wiązek fotonów generowanych napięciem 6 i 15 MV oraz 1,3%, 0,9%, 0,9%, 0,8%, 0,7%, 0,8%, odpowiednio, dla wiązek elektronów o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV. Wartości odchylenia standardowego jakie otrzymano, pozwoliły na przyjęcie w przyszłości wspólnego współczynnika kalibracji dla zestawu detektorów i rodzaju wykorzystywanego do pomiaru *in vivo* promieniowania, ponieważ otrzymane wartości były poniżej przyjętej wartości 2,5%.

Na Rysunkach 4.8.2 i 4.8.3 przedstawiono rozrzut wartości współczynników kalibracji badanych 30 detektorów dla wiązek fotonów generowanych napięciem 6 i 15 MV oraz wiązek elektronów o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV. Wartości kurtoz dla przeprowadzonych 150 pomiarów dla badanych jakości promieniowania, za wyjątkiem fotonów 15 MV, świadczą o mezokurtycznym rozkładzie, dla którego wartości cechy są mniej skoncentrowane niż dla rozkładu normalnego. Dla wiązki fotonów generowanych napięciem 15 MV, rozkład jest rozkładem leptokurtycznym, dla którego wartości cechy są bardziej skoncentrowane niż dla rozkładu normalnego.



Rys. 4.8.2. Histogram rozrzutu wartości współczynnika kalibracji F_{wej} dla wiązki fotonów generowanych napięciem: a) 6 MV, b) 15 MV

Współczynnik asymetrii rozkładów przedstawionych na Rys. 4.8.2 i Rys. 4.8.3 i wyznaczony w Tab. 4.8.1 dla badanej grupy 150 detektorów, wykazuje najczęściej lewostronną asymetrię, dla której wartość średniej jest mniejsza od mediany i modalnej. Dla charakteryzowanej wiązki elektronów o energii 9 MeV, dla której wartość średniej jest również mniejsza od mediany, co sugerowałoby lewostronną asymetrię, wyznaczony współczynnik asymetrii wskazuje na prawostronną asymetrię. Jest to przypadek kiedy modalna występuje wielokrotnie przy małej różnicy wartości średniej i mediany. Wynik ten zobrazowany jest na histogramie 4.8.3 b przedstawiającym rozkład bimodalny dla współczynnika kalibracyjnego otrzymanego dla E 9 MeV, co jest statystycznie prawdziwe. Sytuacje takie mogą mieć również miejsce jeżeli wartości średniej, mediany i dominanty są zbliżone, szczególnie dla wartości zmiennych nie różniących się znacząco. Zbliżone wartości średniej, mediany i dominanty, świadczyłyby o powtarzalnych wartościach współczynników kalibracyjnych co oznacza bardzo dobrą zgodność działania poszczególnych detektorów MOSFET. Współczynnik kalibracji wyznaczony na podstawie 6 badanych zestawów detektorów, z całą pewnością mógłby być użyty do kolejnych zestawów detektorów. Pomimo to, każda seria detektorów zakupiona do ZR SSL jest zwyczajowo kalibrowana indywidualnie.

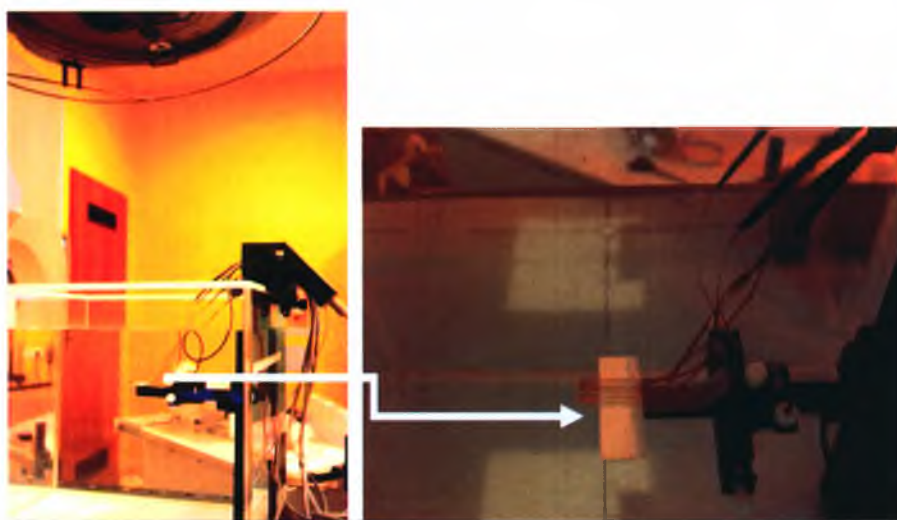


Rys. 4.8.3. Histogram rozrzutu wartości współczynnika kalibracji F_{nej} dla wiązek elektronów o energiach: a) 6 MeV, b) 9 MeV, c) 12 MeV, d) 15 MeV, e) 18 MeV, f) 21 MeV

Techniki konformalne

Kalibrację detektorów MOSFET na użytek technik konformalnych napromieniania (TBI) przeprowadzono zgodnie z procedurą opisaną w Rozdziale 4.1.2.

Detektory umocowano w uchwycie fantomu, równolegle jeden obok drugiego w odległości około 2 mm, ich płaską stroną w kierunku źródła promieniowania. Detektory umieszczono w fantomie wodnym na głębokości 10 cm w środku pola promieniowania o wymiarach $40 \times 40 \text{ cm}^2$ w odległości SSD równej 135 cm. Detektory napromieniono pięciokrotnie dawką równą 100 cGy dla wiązki fotonów generowanych napięciem 15 MV i mocy dawki 50 JM/min. Na Rys. 4.8.4 przedstawiono fotografię układu pomiarowego, którego schemat przedstawiono na Rys. 2.3.2 (Rozdz. 2.3). Współczynniki kalibracji poszczególnych detektorów MOSFET, podobnie jak dla technik standardowych, wyznaczono oddzielnie dla promieniowania stosowanego w pomiarach *in vivo*. Analizie poddano 5 kompletów po 5 detektorów napromienionych pięciokrotnie. Dla każdego detektora wyznaczono indywidualny współczynnik kalibracji dla każdego pomiaru, następnie średni współczynnik dla pojedynczego detektora oraz średnią wartość współczynnika dla całego kompletu. Wartość współczynnika kalibracyjnego F kompletu detektorów wyznaczona ze średnich indywidualnych współczynników detektorów została użyta do wyliczenia dawki w pomiarze *in vivo*, jeżeli odchylenie standardowe wyrażone w procentach wszystkich 25 wyników pomiarowych dla grupy 5 detektorów było $\leq 2,5 \%$. W przeciwnym przypadku wartość F przyjmowano oddzielnie dla każdego detektora.



Rys 4.8.4. Fotografia układu pomiarowego wyznaczenia współczynnika kalibracji F detektorów; w powiększeniu pokazano sposób mocowania detektorów kalibrowanych w fantomie wodnym

Wyniki pomiarów wyznaczonych współczynników pojedynczych detektorów oraz średnich współczynników badanych 5 kompletów detektorów MOSFET przedstawiono w Tab. 4.8.3.

W celu użycia detektorów MOSFET do weryfikacji systemów planowania leczenia, kalibrację detektorów przeprowadzono w fantomie wodnym. Detektory umieszczono na głębokości 10 cm w środku pola promieniowania o wymiarach 10 x 10 cm². Odległość źródła promieniowania do powierzchni wody (SSD) wynosiła 90 cm. Moc dawki ustalono na 300 JM/min. Kalibrację przeprowadzono dla wiązki fotonów generowanych napięciem 6 i 15 MV. Analizie poddano 5 zestawów detektorów. Współczynniki kalibracyjne wyznaczono według schematu opisanego w Rozdziale 4.1.2. Wyniki pomiarów wyznaczonych współczynników pojedynczych detektorów oraz średnich współczynników badanych 5 kompletów detektorów MOSFET dla celów weryfikacji poprawności obliczeń systemów planowania leczenia przedstawiono w Tab. 4.8.4.

Statystyki opisowe									
	Srednia	N	Mediana	Moda	Minimum	Maksimum	Odch.std	Skośność	Kurtoza
Analiza współczynników kalibracji dla pojedynczych detektorów									
F 15 MV	0,903	125	0,901	0,893	0,893	0,917	0,010	0,317	-1,454
Analiza współczynników kalibracji zestawów detektorów									
F 15 MV	0,903	5	0,904	b. mod	0,897	0,908	0,004*	-1,146	2,572

*wartość podana w Tabeli jest odchyleniem standardowym średniej

Tab. 4.8.3. Wyniki pomiarów współczynników kalibracji detektorów dla techniki TBI

Statystyki opisowe									
	Srednia	N	Mediana	Moda	Minimum	Maksimum	Odch.std	Skośność	Kurtoza
Analiza współczynników kalibracji dla pojedynczych detektorów									
F 6 MV	0,926	125	0,926	0,926	0,917	0,938	0,007	0,330	-1,061
F 15 MV	0,962	125	0,962	0,952	0,943	0,980	0,012	0,267	-1,124
Analiza współczynników kalibracji zestawów detektorów									
F 6 MV	0,926	5	0,926	b.mod	0,923	0,930	0,003*	0,666	-0,087
F 15 MV	0,962	5	0,964	b. mod	0,956	0,967	0,005*	-0,520	-2,861

*wartość podana w Tabeli jest odchyleniem standardowym średniej

Tab. 4.8.4. Wyniki pomiarów współczynników kalibracji detektorów dla weryfikowanych systemów planowania leczenia

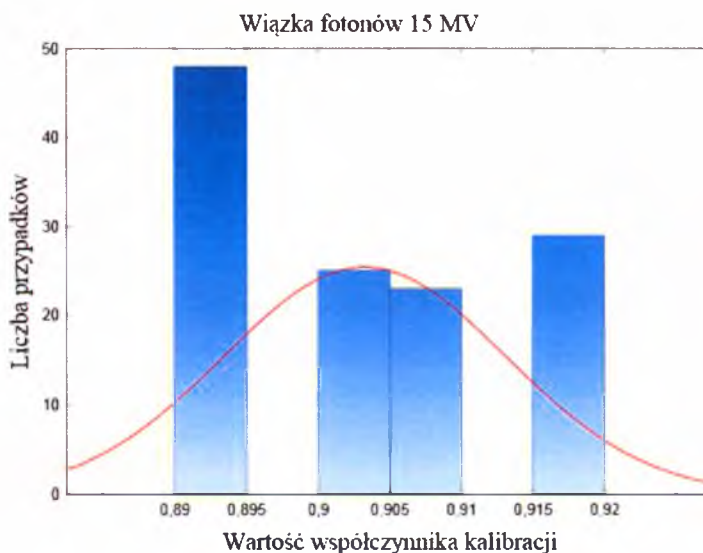
Z wyników pomiarów przedstawionych w Tab. 4.8.3 i Tab. 4.8.4 widać że, podobnie jak dla technik standardowych detektory wykazują stabilność wskazań.

Wartość odchylenia standardowego wyrażonego w procentach dla badanych 25 detektorów, stanowiących grupę 125 pomiarów (każdy detektor napromieniono pięciokrotnie) była mniejsza niż przyjęta 2,5%. Wartość ta wynosiła 1,0% dla wiązki fotonów

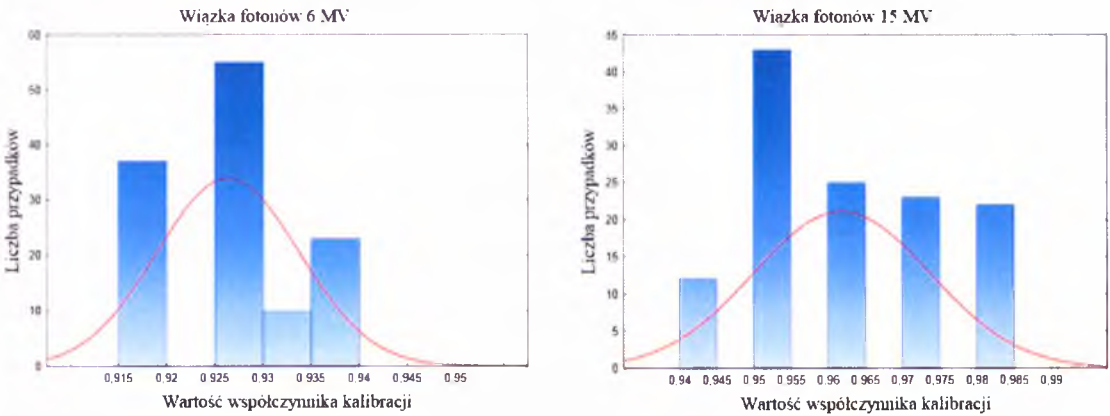
generowanych napięciem 15 MV w przypadku kalibracji detektorów dla techniki TBI oraz 1,0% i 1,2% dla detektorów kalibrowanych w celu weryfikowania systemów planowania leczenia, odpowiednio dla wiązki promieniowania fotonowego generowanego napięciem 6 i 15 MV. Wartość odchylenia standardowego średniej dla 5 zestawów badanych detektorów była jeszcze niższa, co pokazano w Tab. 4.8.3 i Tab. 4.8.4. Wartości jakie otrzymano pozwoliły na przyjęcie w przyszłości wspólnego współczynnika kalibracji dla wszystkich badanych detektorów i rodzaju wykorzystywanego do pomiaru *in vivo* promieniowania.

Na Rysunkach 4.8.5 i 4.8.6 przedstawiono rozrzut wartości współczynników kalibracji badanych 25 detektorów dla wiązek fotonów generowanych napięciem 15 MV dla techniki TBI oraz wiązek fotonów generowanych napięciem 6 i 15 MV dla weryfikowanych systemów planowania leczenia.

Wartość kurtozy dla przeprowadzonych pojedynczych pomiarów detektorów i jakości promieniowania, przedstawionych w Tab. 4.8.3 i Tab. 4.8.4. oraz pokazanych na Rys. 4.8.5 i Rys. 4.8.6 świadczy o mezokurtycznym rozkładzie, dla którego wartości cechy są mniej skoncentrowane niż dla rozkładu normalnego.



Rys. 4.8.5. Histogram rozrzutu wartości współczynnika kalibracji F dla wiązki fotonów 15 MV użytej w technice TBI



Rys. 4.8.6. Histogram rozrzutu wartości współczynnika kalibracji F dla wiązek fotonów 6 i 15 MV użytych do weryfikowania systemów planowania leczenia

Współczynnik asymetrii rozkładów przedstawionych na Rysunakch 4.8.5 i 4.8.6 i wyznaczony w Tabelach 4.8.3 i 4.8.4 dla badanej grupy 125 detektorów, wykazuje prawostronną asymetrię, dla której wartość średniej jest większa od mediany lub modalnej.

4.9 Ocena niepewności pomiaru dawki

Ocena niepewności dozymetrii detektorami MOSFET na podstawie pomiarów kalibracyjnych

W czasie pomiaru dawki z użyciem detektorów MOSFET może wystąpić wiele czynników mogących mieć wpływ na niepewność pomiarową. Pierwszym źródłem błędów mogą być różnice czułości pomiędzy detektorami. Różnice te można zniwelować poprzez zastosowanie indywidualnego współczynnika czułości dla każdego detektora lub zestawu detektorów, korygując jego odpowiedź względem grupy. Niepewność, z jaką został wyznaczony współczynnik kalibracji dla poszczególnych detektorów, wpływa zarówno na pomiar dawki w wodzie jak również w fantomie antropomorficznym.

Na podstawie 150 wyników pomiarowych zawartych w Tab. 4.8.1 oraz 125 wyników pomiarowych zawartych w Tabelach. 4.8.3 i 4.8.4, opierając się na wartości średniej i odchyleniu standardowym z przeprowadzonych serii kalibracyjnych detektorów, można określić niepewność użytkowania detektorów MOSFET. Wartości niepewności wyznaczenia współczynników kalibracyjnych przedstawiono w Tab. 4.9.1.

Jak pokazano w Tab. 4.9.1 niepewność wyznaczenia współczynników kalibracyjnych mieści się w przedziale od 0,7 % do 1,3%.

Jakość promieniowania	Średnia	Odch.std	Odch. std./Średnia [%]
Niepewność wyznaczenia współczynników kalibracji detektorów MOSFET dla technik standardowych			
Fotony 6 MV	0,970	0,009	0,93
Fotony 15 MV	1,126	0,015	1,33
Elektrony 6 MeV	1,162	0,013	1,12
Elektrony 9 MeV	1,133	0,009	0,79
Elektrony 12 MeV	1,079	0,009	0,83
Elektrony 15 MeV	1,045	0,008	0,77
Elektrony 18 MeV	1,003	0,007	0,70
Elektrony 21 MeV	0,974	0,008	0,82
Niepewność wyznaczenia współczynników kalibracji detektorów MOSFET dla technik konformalnych (TBI).			
Fotony 15 MV	0,903	0,010	1,11
Niepewność wyznaczenia współczynników kalibracji detektorów MOSFET dla technik konformalnych weryfikowanych systemów planowania leczenia.			
Fotony 6 MV	0,926	0,007	0,76
Fotony 15 MV	0,962	0,012	1,25

Tab. 4.9.1. Wartości niepewności wyznaczenia współczynników kalibracyjnych

Ocena niepewności dozymetrii na podstawie pomiarów dawki detektorami MOSFET z nakładkami typu „build-up” oraz detektorów umieszczonych w wodzie

Jednym z celów niniejszej pracy jest ocena niepewności pomiaru dawki, która została zaabsorbowana przez detektory. Detektory napromieniono dostępnymi i stosowanymi w analizowanych technikach wiązkami promieniowania generowanymi przez akcelerator. Dla stosowanych technik standardowych, w których pomiar dawki wejściowej wykonywany jest detektorami z nakładkami typu ‘build-up”, niepewność pomiaru dawki określono, umieszczając detektor z nakładką na fantomie PMMA, w odległości SSD równej 90 cm w polu promieniowania, którego wymiar w odległości SSD równej 100 cm wynosił 10 x 10 cm². Dla analizowanej techniki konformalnej TBI, detektory umieszczono w fantomie wodnym na głębokości $d = 10$ cm, w odległości SSD równej 135 cm, w polu promieniowania, którego wymiar w odległości SSD równej 100 cm wynosił 40 x 40 cm².

W przypadku sprawdzenia poprawności obliczeń dawki przez algorytmy zaimplementowane w TPS, niepewność pomiaru wyznaczono napromieniając detektory umieszczone w fantomie wodnym na głębokości $d = 10$ cm w odległości SSD równej 90 cm w polu promieniowania, którego wymiar w odległości SSD równej 100 cm wynosił 10 x 10 cm². Niepewność pomiaru określono poprzez porównanie wartości dawki zmierzonej za pomocą komory jonizacyjnej adekwatnie do mierzonej jakości promieniowania i dawki otrzymanej przez pomiar detektorem MOSFET, dla którego uwzględniono wcześniej określony współczynnik kalibracyjny. Niepewność oszacowano na podstawie wyznaczenia

wartości dawki przez grupę pięciu detektorów, napromieniając detektory LJM odpowiadającą 200 cGy, odpowiednio dla stosowanej techniki i jakości promieniowania.

Wyniki wyznaczonej niepewności pomiaru dawki detektorami MOSFET przedstawiono w Tab. 4.9.2.

Wyniki pomiarów przedstawione w Tab. 4.9.2 charakteryzuje bardzo dobre dopasowanie wyników obliczeń do wartości rzeczywistej. Wartość odchylenia wielkości dawki zmierzonej detektorami MOSFET i wyznaczonej za pomocą komory jonizacyjnej nie przekracza 2,5%.

Jakość promieniowania	Dawka – komora jonizacyjna [cGy] D_{kom}	Dawka – detektor MOSFET [cGy] D_{MOSFET}	$\Delta = \frac{D_{kom} - D_{MOSFET}}{D_{MOSFET}} \cdot 100$ [%]
Niepewność wyznaczenia dawki detektorami MOSFET dla technik standardowych			
Fotony 6 MV	200	203,8	-1,86
Fotony 15 MV	200	195,6	2,25
Elektrony 6 MeV	200	204,1	-2,01
Elektrony 9 MeV	200	204,5	-2,20
Elektrony 12 MeV	200	203,6	-1,77
Elektrony 15 MeV	200	204,3	-2,10
Elektrony 18 MeV	200	204,7	-2,30
Elektrony 21 MeV	200	203,9	-1,99
Niepewność wyznaczenia dawki detektorami MOSFET dla technik konformalnych (TBI).			
Fotony 15 MV	200	195,7	2,20
Niepewność wyznaczenia dawki detektorami MOSFET dla technik konformalnych weryfikowanych systemów planowania leczenia.			
Fotony 6 MV	200	204,2	-2,06
Fotony 15 MV	200	196,3	1,88

Tab. 4.9.2. Wartości niepewności pomiaru dawki detektorami MOSFET w różnych technikach

Maksymalna różnica wyznaczona pomiędzy dawką zmierzoną detektorami MOSFET a wyznaczoną komorą jonizacyjną jest nie większa niż 2,3%, co świadczy o dobrej precyzji odczytu dawki pochłoniętej przez detektory MOSFET.

Na podstawie wyników przedstawionych w Tab. 4.9.2 można stwierdzić, że dozymetria z zastosowaniem detektorów MOSFET daje dokładne i powtarzalne wyniki. Biorąc pod uwagę różnorodność pomiarów wykonywanych z użyciem detektorów MOSFET w warunkach innych niż warunki kalibracji, różnorodności technik wyznaczenia współczynników kalibracji oraz współczynników korekcji w Zakładzie Radioterapii przyjęto stałą wartość niepewności pomiaru detektorami na poziomie ±2,5%.

Jak przedstawiono w Rozdziale 2.3 określenie wartości dawki wejściowej lub dawki na dowolnej głębokości, na podstawie odczytu dowolnego detektora możliwe jest poprzez wyznaczenie wartości dawki zmierzonej przez wykalibrowany detektor. Mając na uwadze zakres przeprowadzonych pomiarów charakterystyk detektorów MOSFET, ich odpowiedzi na

zadane warunki pomiarowe, wyznaczone wartości współczynników korekcji wskazań detektorów w stosunku do referencyjnych, geometrycznych warunków pomiaru, równanie 2.3.2 opisane w Rozdziale 2.3 może przyjąć ogólną postać dla wszystkich typów pomiarów z zastosowaniem detektorów MOSFET.

Wartość wyznaczonej dawki przedstawia równanie 4.9.1:

$$D = F \cdot R_{MOSFET} \quad (4.9.1)$$

gdzie:

D – wartość dawki,

F – współczynnik kalibracji detektora,

R_{MOSFET} – wskazanie detektora.

Uwzględniając wyznaczone wartości współczynników korekcji wskazań detektorów na różne warunki pomiarowe, które należy uwzględnić obliczając wartość zmierzonej dawki, równie 4.9.1 przyjmie postać:

$$D = F_E \cdot k(t) \cdot k(Ds) \cdot R_{MOSFET} \quad (4.9.2)$$

gdzie:

F_E – współczynnik kalibracji detektora dla danej jakości promieniowania,

$k(t)$ – współczynnik korekcji związany z temperaturą otoczenia pomiaru detektorem (Rozdz. 4.4),

$k(Ds)$ – współczynnik korekcji związany ze zmianą czułości detektora wraz ze wzrostem kumulowanej dawki (Rozdz. 4.7).

Równanie 4.9.2 jest prawidłowe dla wszystkich wiązek fotonów oraz wiązek elektronów dla pól napromieniania większych niż $5 \times 5 \text{ cm}^2$. Dla wiązek promieniowania elektronowego, dla których pomiar wykonywany jest w polu promieniowania $S \leq 5 \times 5 \text{ cm}^2$, równanie 4.9.2 musi zostać rozszerzone o współczynnik korekcji związany z wielkością pola promieniowania.

$$D = F_E \cdot k(t) \cdot k(Ds) \cdot k(S) \cdot R_{MOSFET} \quad , \quad (4.9.3)$$

gdzie:

$k(S)$ – współczynnik korekcji związany z wielkością pola promieniowania dla wiązek elektronów (Rozdz. 4.6).

Równania 4.9.2 oraz 4.9.3 zostały przyjęte w dalszej części pracy jako podstawowe w celu wyznaczenia wartości dawki w przeprowadzanych pomiarach z użyciem detektorów MOSFET.

5. Zastosowanie detektorów MOSFET w radioterapii

...”Dana teoria jest tym bardziej przekonująca, im większa jest prostota jej przesłanek, im więcej jest rodzajów zjawisk, jakie może z sobą połączyć, oraz im rozleglejszy jest obszar jej zastosowań”....

Albert Einstein

Pomiar dawki przed lub w trakcie napromieniania jest jednym z istotnych elementów zapewnienia jakości w radioterapii. Dotyczy to zapewnienia zgodności dawki zaplanowanej z zaaplikowaną pacjentowi. W radioterapii weryfikacja dawki wykonywana jest dla różnych warunków klinicznych takich jak: małe pola, nieregularne pola, pola styczne, niejednorodność. Opisane powyżej warunki mają miejsce w technikach terapii: standardowej, IMRT, VMAT, TBI. W celu zweryfikowania dawek w różnych warunkach pomiarowych zastosowano uprzednio wykalibrowane w różnych warunkach detektory MOSFET. Główną zaletą detektorów MOSFET jest bardzo mały aktywny obszar równy $0,04 \text{ mm}^2$. Fizyczna wielkość spakowanego MOSFET wynosi $2,0 \times 1,3 \times 8,0 \text{ mm}^3$, co sprawia, że jest on idealnym detektorem do pomiarów dawki w punkcie. Inną jego cechą jest bezpośredni i prosty odczyt dawki w porównaniu np. z detektorami TLD, również często stosowanymi w radioterapii.

W Rozdziale 5 przedstawiono niektóre możliwości zastosowania detektorów MOSFET w dozymetrii promieniowania jonizującego w radioterapii. W Rozdziale 5.1 ukazano możliwość zastosowania detektorów MOSFET w weryfikacji algorytmów obliczeniowych zaimplementowanych w systemach planowania leczenia. Ten zakres pomiarów fantomowych miał na celu sprawdzenie poprawności rozkładu dawki w napromienianym obszarze wyznaczanym przez algorytmy zastosowane w systemach planowania leczenia, ale również prawidłowo wyznaczoną wartość dawki w dowolnym punkcie napromienianej objętości. Przeprowadzenie pomiarów związanych z weryfikacją algorytmów obliczeniowych zaimplementowanych w systemach planowania było konieczne, gdyż na podstawie przygotowanych planów leczenia wyznaczano wartość dawki wejściowej, którą porównywano z pomiarem *in vivo*. Wyniki pomiarów *in vivo* przeprowadzonych u pacjentów poddanych radioterapii szczegółowo omówiono i przedstawiono w Rozdziale 5.2. W Rozdziale 5.3 zaprezentowano wyniki pomiarów *in vivo* dla techniki konformalnej na przykładzie stosowanej w Zakładzie Radioterapii techniki TBI. Opisane w Rozdziałach 5.2–5.3 zastosowanie detektorów MOSFET pozwoliło otrzymać informację o zdeponowanej dawce natychmiast po zakończeniu napromieniania pierwszym polem terapeutycznym, co dało możliwość ewentualnych korekt w trakcie realizacji napromieniania

następnymi polami. Bezpośredni pomiar dawki w trakcie seansu napromieniania pozwala szybko określić czy dawka wejściowa jest równa planowanej. Gdy zostaną zarejestrowane błędy systematyczne, dozymetria *in vivo* pozwala określić poprawność napromieniania kolejnych pacjentów. Natomiast stwierdzenie błędu przypadkowego daje możliwość korekcji wartości dawki. Pomiar dawki wejściowej dla kontroli *in vivo* wykonywano, mocując detektor na skórze pacjenta w osi wiązki promieniowania. Przed wykonaniem właściwych pomiarów w pomiarach fantomowych wyznaczono odpowiednie współczynniki kalibracyjne i korekcyjne w stosunku do pomiaru dawki wykonanego komorą jonizacyjną (Rozdz. 4).

5.1 Weryfikacja algorytmów obliczeniowych zaimplementowanych w systemach planowania leczenia – pomiary fantomowe

Kontrola systemów planowania w radioterapii ma na celu zagwarantowanie, że proces leczenia będzie przebiegał według optymalnego dla danego pacjenta planu leczenia z wykluczeniem błędów mogących wystąpić w trakcie wykorzystywania systemu planowania leczenia lub podczas klinicznego wdrożenia zaplanowanej terapii. Właściwe procedury weryfikacji pozwalają wyeliminować główne przyczyny błędów, takie jak: niedostateczne zrozumienie systemu planowania leczenia, nieprzeprowadzenie wystarczającej liczby wyczerpujących testów lub niedokładne ich wykonanie, zła interpretacja otrzymanych wyników. Kontrola powinna także obejmować dodatkowe sprawdzenie obliczeń wykonanych w systemach planowania leczenia, ponieważ prawie 60% błędów pojawiających się w całym procesie leczenia wiąże się z brakiem odpowiedniej, niezależnej weryfikacji planu leczenia lub obliczonej dawki (IAEA, 2004). System planowania leczenia korzystając z informacji o wiązkach promieniowania wprowadzonych przez użytkownika oraz wykorzystując zaimplementowane algorytmy obliczeniowe, zwraca informację o rozkładzie dawki w postaci graficznej oraz liczbowej. Użytkownik nie ma wpływu na poprawność wykorzystywania przez system planowania leczenia danego algorytmu lub zbioru danych. Poprawne przeprowadzenie obliczeń i wykorzystanie zgromadzonych danych o wiązkach promieniowania należy do samego programu. W obliczeniach mogą pojawić się błędy wynikające zarówno z błędów obliczeniowych programu (błąd algorytmu, jego niedoskonałość teoretyczna), jak i błędnie wprowadzonych danych o akceleratorach oraz emitowanych przez nie wiązkach. Warto zaznaczyć, iż różnice w rozkładach dawki nierzadko pojawiają się dla tego samego układu wiązek w przypadku użycia różnych algorytmów obliczania. Radioterapia ma za zadanie dostarczyć dużą, ściśle określoną dawkę do ograniczonego obszaru. Każda niepewność wynikająca z niedokładnego obliczenia wartości

dawki lub jej rozkładu w ciele pacjenta ma wpływ na prawdopodobieństwo jego wyleczenia, a także na prawdopodobieństwo wystąpienia skutków ubocznych terapii.

Celem eksperymentu jest porównanie wykonywanych obliczeń rozkładów dawki z wynikami pomiarowymi w fantomie antropomorficznym, dla przykładowych planów leczenia i ocena poprawności wykonywanych obliczeń. Dodatkowo, celem jest wybór najbardziej odpowiedniego algorytmu obliczeniowego dla obszarów napromieniania o dużej zmienności gęstości tkanki, a także sprawdzenie użyteczności detektorów MOSFET w przeprowadzanej kontroli.

W pracy zaprezentowane są wyniki, jakie otrzymano dla wybranych planów leczenia, w których zastosowano wiązki fotonowe. Poniżej krótko scharakteryzowano prezentowane przypadki.

1. Plan leczenia nowotworu obszaru miednicy. Prezentowany plan leczenia składa się z czterech wiązek fotonowych o napięciu przyspieszającym 15 MV w układzie AP/PA i L/P (przednia/tylna i lewa/prawa dla położenia ramienia akceleratora odpowiednio $0^\circ/180^\circ$ i $90^\circ/270^\circ$). Badanym algorytmem obliczeniowym był algorytm Pencil Beam.
2. Plan leczenia nowotworu klatki piersiowej. Prezentowany plan składa się z czterech wiązek fotonowych o napięciu przyspieszającym 15 MV – dwóch wiązek AP/PA i dwóch wiązek skośnych – P240/P300 (położenie ramienia akceleratora odpowiednio $240^\circ/300^\circ$). W wiązkach zastosowano modyfikatory wiązki w postaci osłon stałych ze stopu Wood’a oraz fizycznych klinów. Badano wyniki obliczeń dwóch algorytmów: Pencil Beam oraz Collapsed Cone Convolution.
3. Plan leczenia nowotworu obszaru klatki piersiowej – śródpiersie. Prezentowany plan składa się z 12 wiązek fotonów generowanych napięciem 6 MV: AP/PA, P300/P270/P240/P200 L30/L60/L90/L120/L150 i L170 (położenia ramienia akceleratora odpowiednio $0^\circ/180^\circ$ $300^\circ/270^\circ/240^\circ/200^\circ$ $30^\circ/60^\circ/90^\circ/120^\circ/150^\circ$ i 170°) dla techniki IMRT „step and shoot”. Weryfikowano poprawność obliczeń dla algorytmu Monte Carlo.

Dla wszystkich powyższych planów wyznaczono punkty pomiaru dawki przez detektory MOSFET i obliczono dla nich wartość dawki za pomocą w/w algorytmów.

Liczbę jednostek monitorowych potrzebną do napromieniania wiązek zaokrąglano do wartości całkowitych. Kalibrację detektorów wykonano dla warunków referencyjnych, umieszczając detektory MOSFET zgodnie z procedurą opisaną w Rozdziale 4.

Weryfikacja algorytmów obliczeniowych stosowanych w technikach standardowych

Analizę otrzymanych wyników dla przypadków 1 i 2, które opisano krótko we wstępie do podrozdziału 5.1, przeprowadzono w oparciu o zalecenia międzynarodowe opisane w zaleceniach IAEA i ESTRO (IAEA, 2004; ESTRO, 2004). Dopuszczalne maksymalne wartości odchyłeń pomiędzy obliczonymi wartościami dawki w komputerowych systemach planowania leczenia, a jej rzeczywistymi wartościami w poszczególnych obszarach wiązki fotonowej określone na podstawie powyższych wytycznych, zestawiono w Tab. 5.1.1.

Wyniki pomiarów dla analizowanych planów leczenia (przypadki 1 i 2) przedstawiono w Tab. 5.1.2 oraz Tab. 5.1.3. Na Rys. 5.1.1 oraz Rys. 5.2.2 przedstawiono rozmieszczenie detektorów MOSFET dla badanych obszarów analizowanych planów leczenia.

Przypadek 1 – obszar miednicy

Zmierzone wartości dawki porównywano z wartościami obliczonymi w 21 punktach pomiarowych. Punkty te znajdowały się w osiach wiązek, w obszarze poza osią, obszarze półcienia oraz poza obszarem wiązek. Opis obszaru, któremu przyporządkowano punkt pomiarowy, przedstawiono w Tab. 5.1.1 oraz w Tab. 5.1.2. Weryfikowano obliczenia algorytmu Pencil Beam. Niepewność pomiarowa z trzech kolejnych prób napromieniania nie przekroczyła wartości $\pm 1,4\%$. Wyznaczona wartość niepewności pomiarowej związana będzie z niepewnością wynikającą z kalibracji detektorów, dla której wartość ustalono na poziomie 2,5%. W 20 punktach nie stwierdzono zwiększonego odchylenia pomiędzy zmierzoną i obliczoną wartością dawki. Wartości procentowe odchylenia nie przekraczały wartości granicznych w zależności od przynależności do obszaru wiązki. Wyjątkiem był punkt nr 4, w którym odchylenie wyniosło 15,9%.

Obszar	Kompleksowa geometria (filtr klinowy, niejednorodność, asymetria, bloki/MLC)	Zastosowanie co najmniej dwóch kompleksowych geometrii
1 – oś centralna – wysoka dawka, mały gradient dawki	$\leq 3\%$	$\leq 4\%$
2 – poza centralną osią wiązki – wysoka dawka mały, gradient dawki	$\leq 3\%$	$\leq 4\%$
3 – narastanie dawki w osi centralnej wiązki, półcień – wysoka dawka, mały gradient dawki	$\leq 15\%$ lub 3 mm	$\leq 15\%$ lub 3 mm
4 – poza granicą wiązki promieniowania – niska dawka, mały gradient dawki	$\leq 40\%$ (4%)	$\leq 50\%$ (5%)

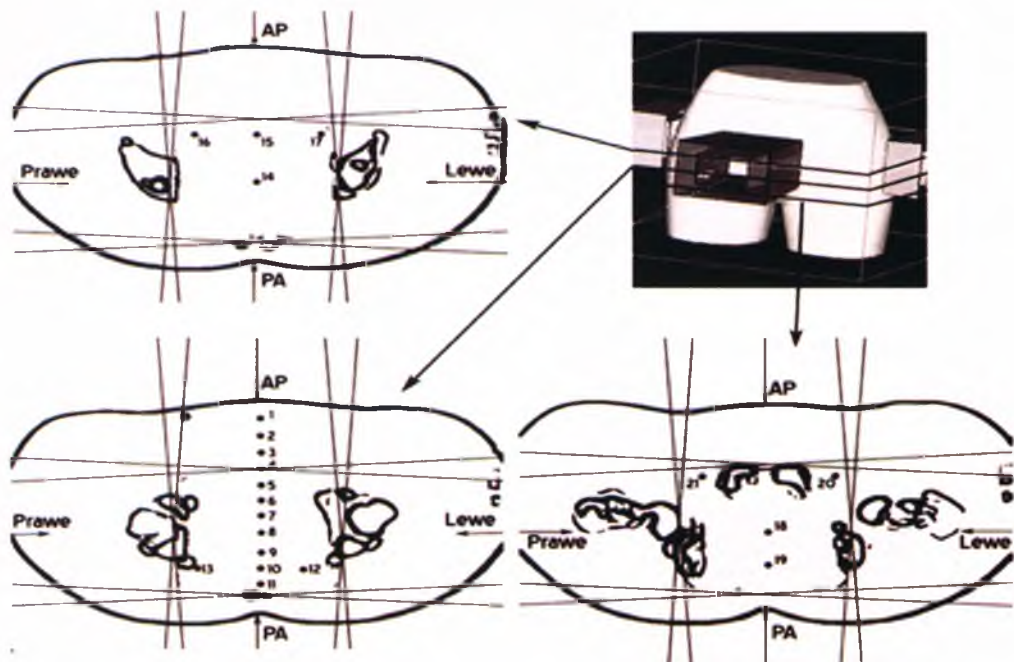
Tab. 5.1.1. Dopuszczalne maksymalne wartości odchyłeń pomiędzy obliczonymi wartościami dawki w komputerowych systemach planowania leczenia, a jej rzeczywistymi wartościami w poszczególnych obszarach wiązki fotonowej

Punkt pomiarowy	D_{plan} [Gy]	D_{MOSFET} [Gy]	$\Delta\% = \frac{D_{plan} - D_{MOSFET}}{D_{MOSFET}} \cdot 100$	Obszar wiązki
1	0,98	0,98 ±0,02	0,37	4
2	1,06	1,09 ±0,03	2,52	3
3	1,08	1,12 ±0,03	3,66	3
4	1,41	1,64 ±0,04	15,94	3
5	2,01	2,04 ±0,05	1,45	1, 2
6	2,02	2,04 ±0,05	0,88	1, 2
7	2,01	2,02 ±0,05	0,71	1, 2
8	2,00	2,00 ±0,05	0,21	1, 2
9	2,01	2,03 ±0,05	1,10	1, 2
10	2,02	2,03 ±0,05	0,50	1, 2
11	2,03	2,03 ±0,05	0,12	1, 2
12	2,05	2,02 ±0,05	-1,64	1, 2
13	2,05	2,05 ±0,05	0,00	1, 2
14	2,01	2,04 ±0,05	1,51	1, 2
15	2,00	2,01 ±0,05	0,71	1, 2
16	2,02	2,02 ±0,05	0,07	1, 2
17	2,02	1,99 ±0,05	-1,60	1, 2
18	2,01	1,97 ±0,05	-2,07	1, 2
19	2,04	2,04 ±0,05	-0,05	1, 2
20	1,98	1,97 ±0,05	-0,70	1, 2
21	2,00	1,99 ±0,05	-0,43	1, 2

Tab. 5.1.2. Różnica wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną detektorami MOSFET dla planu leczenia nowotworu obszaru miednicy; na czerwono zaznaczono odchylenie powyżej wartości prezentowanej w Tab. 5.1.1

Punkt ten znajduje się w miejscu łączenia brzegów dwóch pól bocznych (Lewe/Prawe), w obszarze półcienia. Z uwagi na to, że wartość odchylenia jest zbliżona do wartości granicy tolerancji opisanej w Tabeli 5.1.1, można uznać, że wartość dawki została obliczona poprawnie, a wynikiłe przekroczenie mieści się w granicach błędu pomiarowego. Największy wpływ na pokazaną różnicę procentową w tym punkcie ma dokładne ułożenie płaszczyzny czołowej fantomu względem izocentrum.

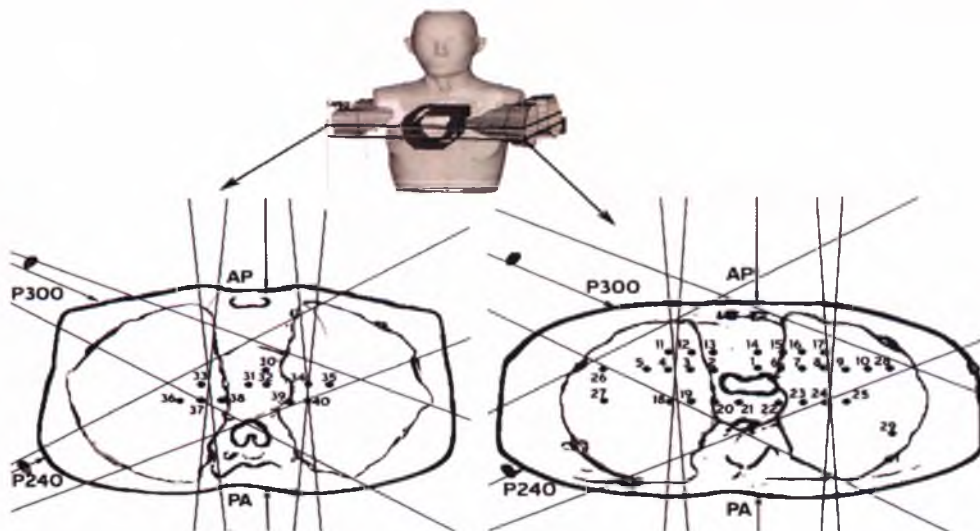
Najczęściej, odległość tej płaszczyzny do źródła promieniowania jest wyznaczona w oparciu o lasery wyznaczające izocentrum aparatu terapeutycznego. Dodatkowo wartość tej odległości może być korygowana przez telemetr. W przypadku stwierdzenia powtarzającej się niepewności pomiarowej przekraczającej dopuszczalne wartości tolerancji należałoby sprawdzić poprawność funkcjonowania akcesoriów akceleratora umożliwiających poprawne ułożenie pacjenta do terapii.



Rys. 5.1.1. Rysunek przedstawia rozmieszczenie punktów pomiarowych (1 – 21) dla planu leczenia nowotworu obszaru miednicy w trzech płaszczyznach poprzecznych, położonych w odstępach 2,5 cm

Przypadek 2- obszar klatki piersiowej

Zmierzone wartości dawki dla drugiego omawianego przypadku planu leczenia nowotworu w obszarze klatki piersiowej, porównywano z wartościami obliczonymi w 40 punktach pomiarowych. Punkty te znajdowały się w osiach wiązek, w obszarze poza osią, obszarze półcienia, jak i poza obszarem wiązek. Weryfikowano obliczenia algorytmu Pencil Beam oraz Collapsed Cone Convolution. Niepewność pomiarowa z trzech kolejnych prób napromieniania detektorów umieszczonych wewnątrz fantomu antropomorficznego nie przekroczyła wartości $\pm 1,7\%$. Wyznaczona wartość niepewności pomiarowej związana będzie z niepewnością wynikającą z kalibracji detektorów, dla której wartość ustalono na poziomie 2,5%. Wyniki, dla przeprowadzonego eksperymentu przedstawiono w Tabeli 5.1.3. Dla algorytmu Collapsed Cone Convolution w 36 punktach nie stwierdzono zwiększonego odchylenia pomiędzy zmierzoną i obliczoną wartością dawki. W każdym z tych punktów odchylenie procentowe nie przekraczało wartości granicznych w zależności od przynależności do obszarów wiązek opisanych w Tab. 5.1.1. W punkcie 25 zauważono przekroczenie wartości granicznych. Punkt ten znajduje się w cieniu osłon ołowianych trzech wiązek: AP, PA oraz P240.



Rys. 5.1.2. Rysunek przedstawia rozmieszczenie punktów pomiarowych (1 – 40) dla planu leczenia nowotworu obszaru klatki piersiowej w dwóch płaszczyznach poprzecznych, położonych w odstępach 2,5 cm

Różnica pomiędzy dawkami wynosiła 0,1 Gy, co stanowi 5% wartości dawki w punkcie normalizacyjnym. Odchylenie procentowe pomiędzy tymi dawkami wynosiło 19%. Największe wartości odchylenia procentowego pomiędzy wartościami dawek dla algorytmu Collapsed Cone Convolution zauważono dla punktów o numerach 37, 38 i 40. Analizując odchylenia pomiędzy dawkami dla poszczególnych wiązek planu leczenia, stwierdzono, że w punktach tych przekroczone są dopuszczalne wartości odchyżeń dla każdej z wiązek. Wszystkie trzy punkty znajdują się w obszarach połączenia wytworzonych przez zastosowane osłony każdej z wiązek. Przyczyny dużych odchyżeń procentowych pomiędzy wartościami dawek należałoby jednak doszukiwać się w dokładności przygotowania osłon dla poszczególnych wiązek. Tolerancja w położeniu brzegu osłony wynosi 1 mm. Gradient dawki w otoczeniu tych punktów jest duży. Dodatkowo, jest to obszar zbliżony do granic dolnych pól napromieniania. W powtórzonej serii pomiarowej, wartości odchyżeń w punktach 37 i 38 pozostały poza granicą tolerancji i wynosiły odpowiednio 51,2% oraz 76,3%. W punkcie nr 40 wartość odchylenia jest mniejsza, wyniosła 12,38% i mieści się w granicach tolerancji opisanych w Tab. 5.1.1.

W Tab. 5.1.3, w której przedstawiono porównanie wartości dawek pochodzących od wszystkich pól napromieniania, widać liczne przekroczenia granicznych wartości odchyżeń procentowych szczególnie dla algorytmu Pencil Beam. Punkty o zwiększonych odchyleniach znajdują się we wszystkich trzech obszarach wiązek. Dawka na obszar wynosiła około 2 Gy. Celem porównania obu algorytmów jest ocena, który z algorytmów pozwala na uzyskanie lepszego i bardziej zbliżonego do rzeczywistego zmierzonego rozkładu dawki w ciele pacjenta.

Punkt pomiarowy	D_{MOSFET} [Gy]	Collapsed Cone Convolution			Pencil Beam			Obszar wiązki
		D_{plan} [Gy]	$\Delta\% = \frac{D_{plan} - D_{MOSFET}}{D_{MOSFET}} \cdot 100$	D_{plan} [Gy]	$\Delta\% = \frac{D_{plan} - D_{MOSFET}}{D_{MOSFET}} \cdot 100$			
1	2,21 ±0,06	2,14	3,32	2,10	5,29			1, 2
2	2,26 ±0,06	2,21	2,40	2,03	11,48			1, 2
3	2,27 ±0,06	2,20	3,05	2,04	10,96			1, 2
4	1,46 ±0,04	1,43	2,10	1,45	0,67			3
5	1,20 ±0,03	1,18	1,53	1,13	5,83			3
6	2,09 ±0,05	2,07	0,82	2,02	3,36			1, 2
7	2,11 ±0,05	2,07	1,88	1,98	6,78			1, 2
8	1,54 ±0,04	1,65	-7,29	1,45	6,14			3
9	0,96 ±0,02	0,95	0,95	0,97	-1,17			3
10	0,79 ±0,02	0,76	3,55	0,71	11,00			4
11	1,50 ±0,04	1,40	6,17	1,44	4,10			3
12	2,37 ±0,06	2,22	6,32	2,10	12,90			3
13	2,31 ±0,06	2,24	3,17	2,18	6,06			1, 2
14	2,21 ±0,06	2,13	3,66	2,10	5,39			1, 2
15	2,08 ±0,05	2,09	-0,72	1,90	9,21			1, 2
16	2,06 ±0,05	2,07	-0,29	1,96	5,30			1, 2
17	1,63 ±0,04	1,74	-7,09	1,55	4,83			3
18	1,50 ±0,04	1,16	28,97	1,19	25,71			3
19	2,34 ±0,06	2,10	10,47	1,92	21,98			3
20	2,24 ±0,06	2,16	3,75	2,07	8,52			1, 2
21	2,21 ±0,06	2,17	1,89	2,14	3,42			1, 2
22	2,11 ±0,05	2,05	2,73	1,98	6,62			1, 2
23	2,10 ±0,05	1,96	6,45	1,84	13,97			3
24	1,48 ±0,04	1,46	1,03	1,32	11,74			3
25	0,73 ±0,02	0,61	19,02	0,74	-2,40			3
26	0,84 ±0,02	0,78	7,69	0,76	11,26			4
27	0,77 ±0,02	0,75	2,13	0,74	4,22			4
28	0,72 ±0,02	0,67	7,01	0,59	21,53			4
29	0,37 ±0,01	0,34	9,41	0,32	14,56			4
30	2,06 ±0,05	2,02	1,73	1,96	4,98			1, 2
31	2,00 ±0,05	2,05	-2,34	1,99	0,51			1, 2
32	2,05 ±0,05	2,01	1,99	1,95	5,33			1, 2
33	1,35 ±0,03	1,21	10,66	1,13	19,47			3
34	1,05 ±0,03	1,13	-7,98	1,10	-4,54			3
35	0,62 ±0,02	0,77	-18,96	0,70	-10,35			4
36	0,90 ±0,02	0,77	17,40	0,74	21,16			4
37	1,91 ±0,05	1,19	60,42	1,16	64,57			3
38	3,43 ±0,09	1,86	83,21	1,68	103,57			3
39	1,62 ±0,04	1,67	-2,93	1,45	11,63			3
40	1,31 ±0,03	0,93	40,86	1,06	23,58			3

Tab. 5.1.3. Różnica wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną detektorami MOSFET dla planu leczenia nowotworu obszaru klatki piersiowej; porównanie algorytmów Collapsed Cone Convolution i Pencil Beam

W obliczeniach algorytmu Collapsed Cone Convolution zauważa się pojedyncze, sporadyczne przekroczenia wartości odchyłeń pomiędzy dawkami. W obliczeniach z użyciem algorytmu Pencil Beam widoczne są liczne błędy dla punktów znajdujących się we wszystkich obszarach napromienianych wiązek. Z porównania wynika więc, że algorytm Collapsed Cone Convolution jest lepszym algorytmem w przypadku obliczeń rozkładu dawki w wymienionym przypadku szczególnie w obszarach o dużej zmianie gęstości tkanek.

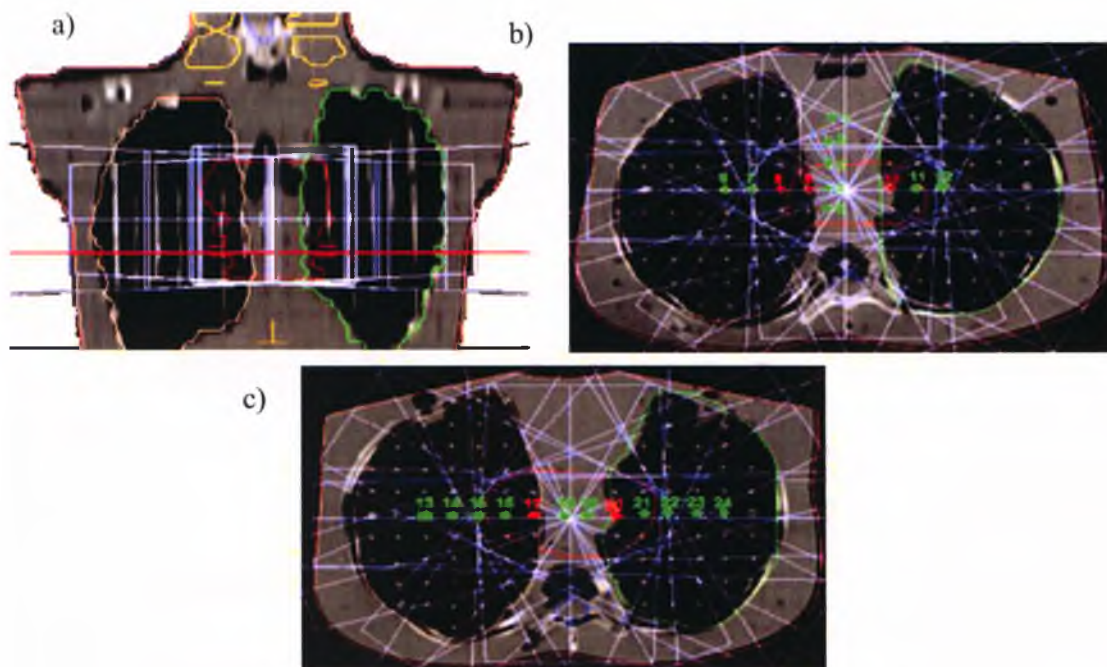
Przypadek 3 – weryfikacja algorytmów obliczeniowych w technikach konformalnych typu IMRT

Zmierzone wartości dawki dla przypadku 3 zostały porównane z dawką obliczoną w 24 punktach wewnątrz i na zewnątrz wyznaczonego obszaru napromieniania. Punkty zostały umieszczone w 3 różnych obszarach planu: obszarze wysokiej dawki i małego gradientu, wysokiej dawki i dużego gradientu dawki, niskiej dawki i małego gradientu dawki. Położenie punktów pomiarowych przedstawia Rys. 5.1.3. Analizę otrzymanych wyników, podobnie jak dla wcześniejszych przypadków, przeprowadzono w oparciu o zalecenia międzynarodowe opisane w wytycznych dla weryfikacji planów leczenia w technice IMRT (ESTRO, 2008; IAEA, 2004). Dopuszczalne, maksymalne wartości odchyłeń pomiędzy obliczonymi wartościami dawki w komputerowych systemach planowania leczenia, a jej rzeczywistymi wartościami w poszczególnych obszarach wiązki fotonowej określone powyższymi wytycznymi, zestawiono w Tab. 5.1.4. Granica ufności opisana w Tab. 5.1.4 jest zdefiniowana jako suma odchylenia średniej i 1,96 SD. Odchylenie średniej, stosowane przy obliczaniu przedziału ufności dla wszystkich obszarów jest wyrażone procentowo w stosunku do zalecanej dawki zgodnie ze wzorem: $100\% * (D_{obliczona} - D_{\text{średnia}}/D_{przepisana})$. Niepewność pomiarowa z trzech kolejnych prób napromieniania detektorów umieszczonych wewnątrz fantomu antropomorficznego nie przekroczyła wartości $\pm 1.1\%$. Wyznaczona wartość niepewności pomiarowej związana będzie z niepewnością wynikającą z kalibracji detektorów, dla której wartość ustalono na poziomie 2,5%.

Obszar	Granica ufności*	Poziom reakcji
1 – wysoka dawka, mały gradient dawki	+/-3%	+/- 5%
2 – wysoka dawka, duży gradient dawki	10% lub 2mm	15% lub 3mm
3 – niska dawka, mały gradient dawki	4%	7%
4 – spadek dawki w obszarze d _{90-50%}	2mm	3mm

* Granica ufności jest zdefiniowana jako suma odchylenia średniej i 1,96 SD. Odchylenie średniej, stosowane przy obliczaniu przedziału ufności dla wszystkich obszarów jest wyrażone procentowo w stosunku do zalecanej dawki zgodnie ze wzorem: $100\% * (D_{obliczona} - D_{\text{średnia}}/D_{przepisana})$.

Tab. 5.1.4. Proponowane wartości ufności i progi podejmowania działań dla weryfikacji planów leczenia w technice IMRT (Palta, 2003)



Rys. 5.1.3. Technika IMRT: a) układ wiązek w płaszczyźnie czołowej dla planu leczenia nowotworu obszaru śródpiersia, b) i c) rozmieszczenie punktów pomiarowych (1 – 24) dla planu leczenia nowotworu obszaru śródpiersia w dwóch płaszczyznach poprzecznych, położonych w odstępnie 2,5 cm

W prezentowanym przypadku mamy do czynienia z dużymi zmianami wartości gęstości tkanek tworzących obszar śródpiersia. Wyniki przeprowadzonego eksperymentu zestawiono w Tab. 5.1.5. Po przeanalizowaniu wyników pomiarów stwierdzono, że 5 punktów z 24 (21%) znalazło się poza wartościami tolerancji przyjętymi w Tab. 5.1.4, odpowiednio dla danego obszaru wiązki. W przypadku 2 punktów (6 i 12) zlokalizowanych na brzegach planowanego obszaru PTV (w Tab. 5.1.5. zaznaczono je na niebiesko), gdyby zastosować wartości tolerancji dla procentowego kryterium różnicy dawki zaplanowanej i zmierzonej przedstawionej w Tab. 5.1.4, wynik uznawano by za negatywny ze względu na wartość, jaką otrzymano. Dla analizowanego obszaru wiązki i tych punktów zastosowano kryterium odległościowe DTA (ang. Distance to Agreement), a wartość jaką otrzymano mieściła się w zakresie przyjętych tolerancji. DTA jest wektorem przesunięcia punktu planowanego w stosunku do punktu pomiarowego, tak aby wartość dawki była taka sama.

Punkty 9, 10, 17 i 20, w których stwierdzono dość dużą różnicę pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną, umieszczane były na granicy tkanek o różnych gęstościach (tkanki śródpiersia i płuc). Zmierzona niska wartość dawki, jaką otrzymano w tych punktach wskazuje, że wartość dawki zmierzona przez detektory pochodzi od ośrodka o większej gęstości (w analizowanym przypadku od tkanek śródpiersia) lub wiąże się z błędnym wyliczeniem dawki przez zastosowany algorytm obliczeniowy.

Punkt pomiarowy	D_{plan} [Gy]	D_{MOSFET} [Gy]	$\Delta\% = \frac{D_{plan} - D_{MOSFET}}{D_{MOSFET}} \cdot 100$	Obszar wiązki
1	1,82	1,79 ±0,04	-1,25	2
2	1,83	1,79 ±0,04	-1,95	1
3	1,91	1,86 ±0,05	-2,85	1
4	2,01	1,97 ±0,05	-1,85	1
5	2,04	1,98 ±0,05	-3,05	1
6	0,65	0,92 ±0,02	41,52/ 2mm	2
7	1,13	1,17 ±0,03	3,71	2
8	1,84	1,75 ±0,04	-5,05	1
9	2,03	1,74 ±0,04	-14,26	1
10	2,01	1,73 ±0,04	-13,76	1
11	1,43	1,23 ±0,03	-13,74	2
12	0,63	0,51 ±0,01	-17,93/1,7 mm	2
13	0,41	0,40 ±0,01	-1,66	3
14	0,62	0,64 ±0,02	3,63	2
15	0,92	0,80 ±0,02	-13,69	2
16	1,72	1,62 ±0,04	-5,36	2
17	1,85	1,59 ±0,04	-14,05	1
18	1,93	1,86 ±0,05	-3,55	1
19	2,00	1,95 ±0,05	-2,45	1
20	1,91	1,66 ±0,04	-13,00	1
21	1,73	1,55 ±0,04	-10,35	2
22	0,51	0,57 ±0,01	11,82	2
23	0,41	0,28 ±0,01	-3,47	3
24	0,32	0,39 ±0,01	2,08	3

Tab. 5.1.5. Różnica wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną detektorami MOSFET dla planu leczenia nowotworu obszaru klatki piersiowej, w którym zastosowano technice IMRT

Dla punktu 8, wartość różnicy dawki zmierzonej i zaplanowanej była nieco wyższa niż wartość tolerancji dla procentowego kryterium różnicy dawki przedstawionej w Tab. 5.1.4. Uwzględniając niepewność pomiaru można uznać otrzymany wynik za prawidłowy. Dla pozostałych punktów otrzymane wartości mieściły się w przyjętym zakresie tolerancji.

Z przeprowadzonej weryfikacji poprawności obliczeń rozkładu dawki detektorami typu MOSFET dla prezentowanych wyników można wysunąć wniosek, że stosowane w Zakładzie Radioterapii Szpitala im. St. Leszczyńskiego systemy planowania leczenia Oncentra MasterPlan, oraz MONACO, w których zaimplementowano algorytmy obliczeniowe poddane weryfikacji, w sposób poprawny wykonują obliczenia rozkładów dawki z uwzględnieniem niejednorodności ośrodka rozpraszającego. Przeprowadzona weryfikacja pozwoliła na ocenę dokładności obliczeń z wykorzystaniem algorytmów Pencil Beam, Collapsed Cone i Monte Carlo. Obliczenia wykonane algorytmem Collapsed Cone Convolution i Monte Carlo są dokładniejsze i bardziej zbliżone do wartości pomiarowych niż przy użyciu algorytmu Pencil Beam. Dodatkowo nasuwa się wniosek, że użycie fantomu antropomorficznego oraz detektorów typu MOSFET umieszczonych w odpowiednich miejscach wewnątrz i wokół zdefiniowanej objętości tarczowej, napromienionej w warunkach

symulowanej radioterapii jest dobrym narzędziem do weryfikacji algorytmów obliczeniowych oraz planów leczenia technik stosowanych w radioterapii.

5.2 Dozymetria *IN VIVO* w technikach standardowych

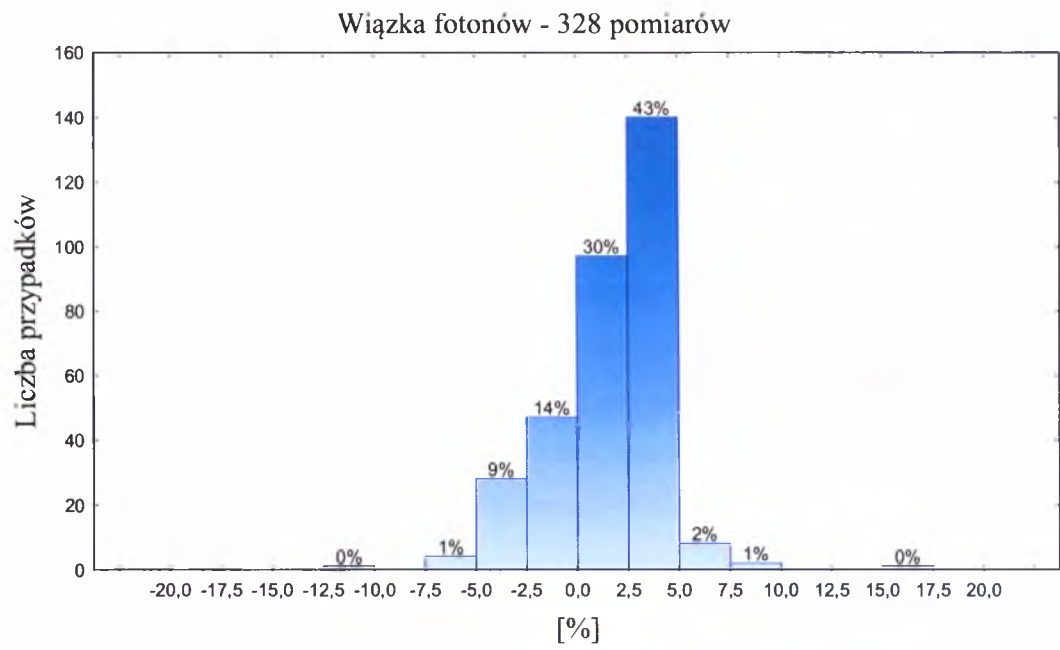
W celu oceny dokładności ułożenia chorego na stole terapeutycznym oraz poprawności realizacji wszystkich parametrów napromieniania wykonano pomiary dawki wejściowej w warunkach rutynowego napromieniania chorych na nowotwory regionu głowy i szyi, klatki piersiowej, jamy brzusznej oraz miednicy. Wykonano ogółem 1072 pomiary dawek wejściowych u osób poddanych radioterapii, z czego 636 dla wiązek fotonów generowanych napięciem 15 MV, 328 dla napięcia przyspieszającego 6 MV oraz 108 dla stosowanych najczęściej wiązek elektronów. Z chwilą zarejestrowania odstępstwa dawki zmierzonej o ponad 5% od dawki planowanej – wartość przyjęta przez system zarządzania jakością w Zakładzie Radioterapii SSL – dokonywano weryfikacji błędu poprzez powtórne sprawdzanie ustawień aparatu terapeutycznego oraz ułożenia chorego na stole terapeutycznym. W niektórych przypadkach korygowano powyższe parametry jeszcze przed napromienieniem chorego.

Na Rys. 5.2.1 przedstawiono histogram rozrzutu pomiarów *in vivo* pacjentów, u których wykonano napromienianie, stosując jako wiązkę promieniowania fotony 6 MV.

Wiązkę fotonów generowanych napięciem 6 MV zastosowano głównie dla obszaru głowy i szyi. Przeprowadzono 328 pomiarów u 224 chorych. Wartość średnia z otrzymanych wartości, różnicy dawki zmierzonej od dawki planowanej dla badanej grupy wynosiła 1,72%. Wielkość ta nie może być uznana jako miara niepewności systematycznej istniejącej w procesie napromieniania, wiązała się raczej z niepewnością pomiaru dawki detektorami, jak i niepewnością wynikającą z kalibracji detektorów, dla których tolerancę ustalono na poziomie 2,5%. Odchylenie standardowe dla tego rozrzutu, które może świadczyć o wystąpieniu błędu przypadkowego wynosi 3,0%. Minimalna i maksymalna wartość dla przedstawionego na Rys. 5.2.1 rozrzutu wynosiła odpowiednio -11,0% i 16,7%.

Wartość kurtozy dla prezentowanej grupy świadczy o leptokurtycznym rozkładzie, dla którego wartości cechy są bardziej skoncentrowane niż dla rozkładu normalnego. Prezentowany rozkład nie jest rozkładem symetrycznym, a wartość skośności rozkładu świadczy o jego lewostronnej asymetrii, co również prezentuje mediana, której wartość jest wyższa od wartości średniej.

W Tab. 5.2.1 przedstawiono wartości statystyczne dla rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką fotonów o napięciu przyspieszającym 6 i 15 MV.



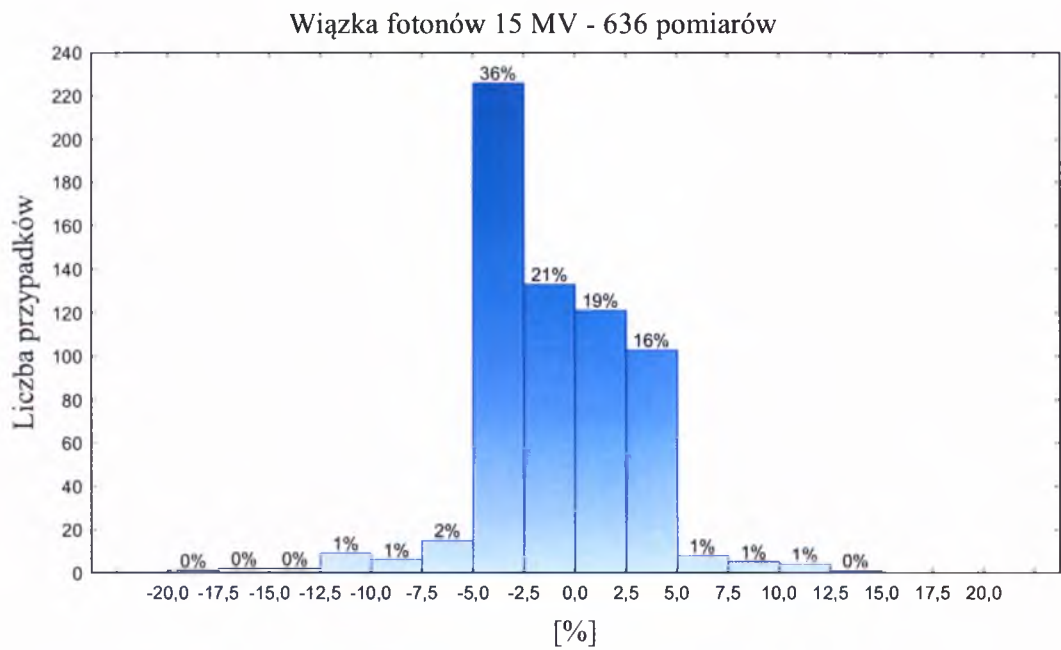
Rys. 5.2.1. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych w obszarze głowy i szyi wiązką fotonów o napięciu przyspieszającym 6 MV

	Statystyki opisowe							
	Srednia	N	Mediana	Minimum	Maksimum	Odch.std	Skośność	Kurtoza
Fotony 6 MV	1,722	328	2,165	-10,970	16,670	2,971	-0,373	2,213
Fotony 15 MV	-1,077	636	-1,403	-17,649	14,972	3,894	-0,057	1,759

Tab. 5.2.1. Parametry statystyczne dla rozkładu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką fotonów o napięciu przyspieszającym 6 i 15 MV

Na Rys. 5.2.2 przedstawiono histogram rozrzutu pomiarów *in vivo* pacjentów, u których wykonano napromienianie, stosując jako wiązkę promieniowania fotony 15 MV.

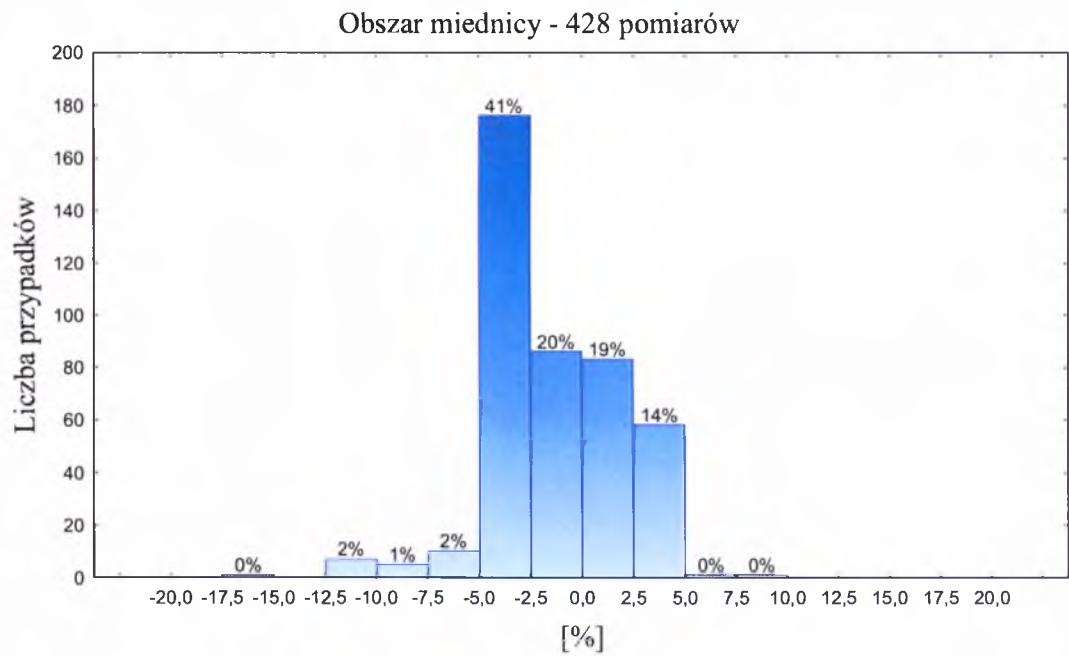
Prezentowany histogram przedstawia rozrzut różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych w obszarze klatki piersiowej, jamy brzusznej i miednicy. Przeprowadzono 636 pomiarów u 457 chorych w tym 428 dla obszaru miednicy, 101 dla obszaru jamy brzusznej i 107 dla klatki piersiowej. Dla 91% chorych wartość dawki zmierzonej mieściła się w granicach przyjętej tolerancji $\pm 5\%$. Nie stwierdzono niepewności mającej charakter systematyczny, wartość średnia tego rozrzutu wynosiła $-1,1\%$, odchylenie standardowe wynosiło $3,9\%$, minimalna i maksymalna dla przedstawionych na Rys. 5.2.2 wartości wynosiły odpowiednio $-17,6\%$ i $15,0\%$. Wartość współczynnika kurtozy i skośności dla prezentowanej grupy świadczy o leptokurtycznym rozkładzie, dla którego wartości cechy są bardziej skoncentrowane niż dla rozkładu normalnego i lewostronnej asymetrii. Wartości statystyczne zostały przedstawione w Tab. 5.2.1.



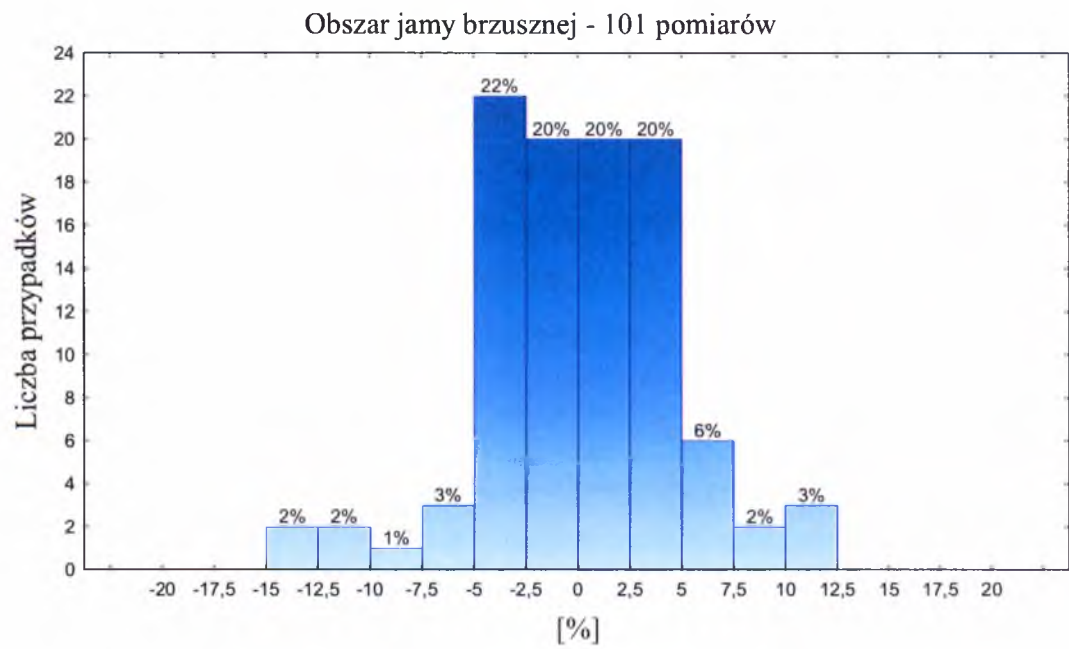
Rys. 5.2.2. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką fotonów o napięciu przyspieszającym 15MV

Niepewność przypadkowa, jaką wykryto w napromienianiu chorych, a o której może świadczyć dość wysoka wartość odchylenia standardowego, związana była z niewłaściwym umiejscowieniem detektora na skórze pacjenta, przesuniętego względem osi wiązki w polach, w których zastosowano modyfikatory wiązki w postaci klinów. Filtry klinowe mają za zadanie ujednolicić rozkład dawki w napromienianym obszarze. Należy zwrócić uwagę, że przesunięcie detektora w osi Y pola w kierunku krzywizny klina o kącie łamiącym 60° o 2 mm może spowodować niepewność prowadzącą do zmiany odczytu dawki nawet o 3% względem osi wiązki. Wartość ta została oszacowana na podstawie pomiaru profilu wiązki promieniowania z filtrem klinowym. Na Rys. 5.2.3, Rys. 5.2.4 oraz Rys. 5.2.5 przedstawiono rozrzut różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych fotonami w obrębie miednicy, jamy brzusznej i klatki piersiowej wiązką fotonową generowaną napięciem przyspieszającym 15 MV.

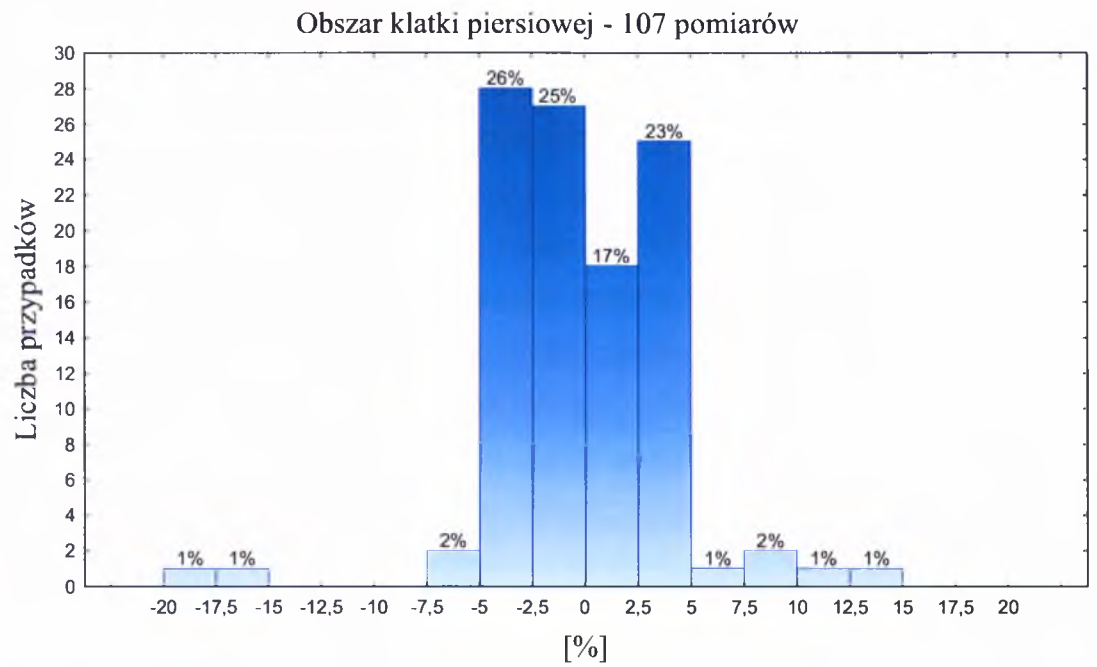
Wartość współczynnika kurtozy i skośności dla prezentowanej grupy świadczy o leptokurtycznym rozkładzie, dla którego wartości cechy są bardziej skoncentrowane niż dla rozkładu normalnego i lewostronnej asymetrii. Pozostałe parametry statystyczne zostały przedstawione w Tab. 5.2.2.



Rys. 5.2.3. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych na obszar miednicy



Rys. 5.2.4. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych na obszar jamy brzusznej



Rys. 5.2.5. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych na obszar klatki piersiowej

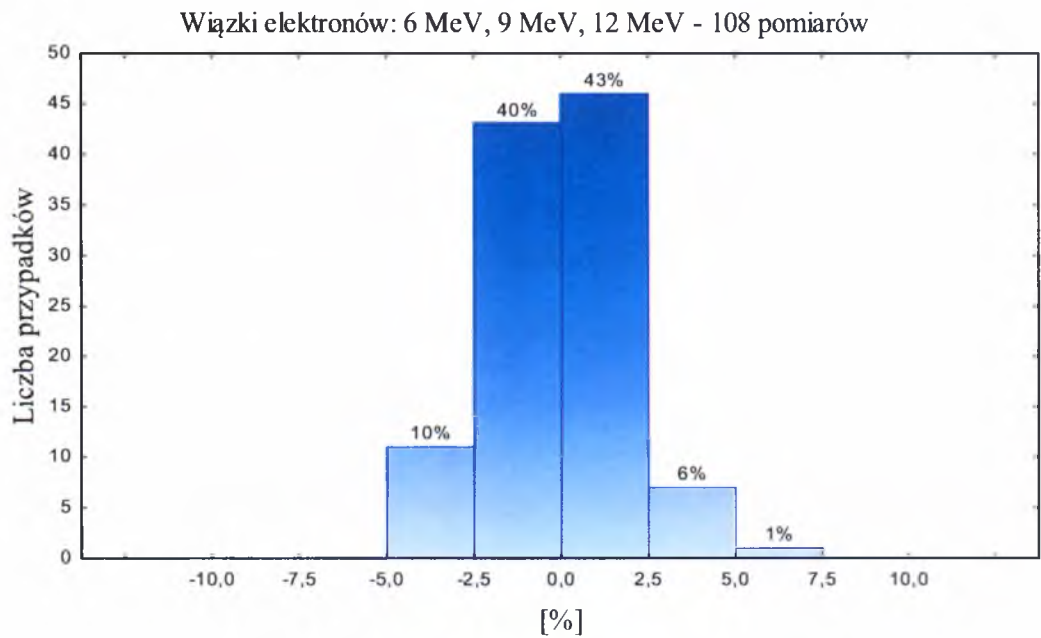
Statystyki opisowe								
	Srednia	N	Mediana	Minimum	Maksimum	Odch.std	Skośność	Kurtoza
Miednica	-1,555	428	-1,950	-16,460	8,263	3,409	-0,170	0,629
Jama brzuszna	-0,045	101	0,018	-13,683	12,297	4,738	-0,150	0,683
Klatka piersiowa	-0,143	107	-0,460	-17,649	14,972	4,475	-0,393	4,030

Tab. 5.2.2. Parametry statystyczne dla rozkładu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych na obszar: miednicy, jamy brzusznej, klatki piersiowej

Podsumowując, zgodność dawki zaplanowanej i zmierzonej w przyjętym przedziale $\pm 5\%$ zaobserwowano u 95% leczonych promieniowaniem fotonowym 6 MV oraz u 91% leczonych promieniowaniem fotonowym 15 MV. Odchylenie powyżej przyjętego przedziału tolerancji stwierdzono u 59 leczonych, którzy stanowili 8,5% badanej populacji chorych, co spowodowane było: niewłaściwym umiejscowieniem detektora, źle ustawioną odległością źródło – powierzchnia napromieniana (SSD), niewłaściwym doбором modyfikatorów wiązek, a nawet wybraniem parametrów napromieniania niewłaściwych dla pacjenta, u którego wykonano napromienianie. W przypadku 9 chorych stanowiących 1,3% badanej populacji przeprowadzono powtórna symulację napromienianych pól leczenia, po której wynik pomiaru dawki wejściowej mieścił się w przyjętym przedziale tolerancji. Dla tej grupy pomiarowej SD wynosiło 3,9%, natomiast średnia procentowa wartość różnicy odchylenia wynosiła 0,4%.

Na Rys. 5.2.6 przedstawiono histogram rozrzutu pomiarów *in vivo* pacjentów, u których wykonano napromienianie, stosując wiązkę elektronów o energiach 6 MeV, 9 MeV,

12 MeV – energie najczęściej stosowane w radioterapii głównie ze względu na głębokość dawki maksymalnej d_{max} . Weryfikacji dawki poddano 108 pomiarów obejmujących 85 pacjentów. Na wynik 108 pomiarów, 25% stanowiły pomiary wykonane z użyciem wiązki elektronów 6 MeV, 59% – 9 MeV oraz 16% – 12 MeV. W Tab. 5.2.3 przedstawiono wartości statystyczne dla rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką elektronów o energii 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV. Dla badanej grupy pacjentów nie stwierdzono niepewności mającej charakter systematyczny, wartość średnia tego rozrzutu wynosiła 0,1%, odchylenie standardowe wynosiło 1,9%, minimalna i maksymalna dla przedstawionych na Rys. 5.2.6 wartości wynosiła odpowiednio -3,8% i 5,2%. Zgodność dawki zaplanowanej i zmierzonej w przyjętym przedziale $\pm 5\%$ zaobserwowano u 99,1% chorych.



Rys. 5.2.6. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką elektronów o energii 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV

Wiązki elektronów	Statystyki opisowe							
	Srednia	N	Mediana	Minimum	Maksimum	Odch.std	Skośność	Kurtoza
Wiązki elektronów	0,060	108	0,021	-3,762	5,237	1,885	-0,054	-0,719

Tab. 5.2.3. Parametry statystyczne dla rozkładu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką elektronów o energii 6 MeV, 9 MeV oraz 12 MeV

W przypadku jednego chorego nie zastosowano korekcji związanej ze spadkiem czułości detektora w miarę kumulowania dawki. Po zastosowaniu współczynnika korekcji wartość dawki zmierzonej mieściła się w przyjętym zakresie tolerancji $\pm 5\%$. Największe

odchylenie procentowe weryfikowanych dawek wynosiło $\pm 4,1\%$. Wartość współczynnika kurtozy i skośności dla prezentowanej grupy świadczy o mezkurtycznym rozkładzie, dla którego wartości cechy są mniej skoncentrowane niż dla rozkładu normalnego i prawostronnej asymetrii. Pozostałe parametry statystyczne zostały przedstawione w Tab. 5.2.3.

Na podstawie przedstawionych wyników pomiarów dawek *in vivo* nasuwa się wniosek, że detektory MOSFET, szczególnie osłonięte odpowiednio dobraną nakładką zapewniającą warunki równowagi elektronowej, stanowią dobre narzędzie pomiarowe w radioterapii do weryfikowania zaplanowanej dawki promieniowania fotonowego i elektronowego wytwarzanego w liniowych przyspieszaczach.

5.3 Dozymetria *IN VIVO* w technikach konformalnych na przykładzie techniki TBI

TBI jest metodą napromieniania stosowaną jako część przygotowawcza regulaminu kondycjonowania cytoredukcyjnego przed przeszczepem szpiku kostnego. W stosowanej technice napromieniania całego ciała w Zakładzie Radioterapii SSL całkowita sumaryczna dawka podana pacjentowi na punkt centrowania wiązki PC wynosi 12 Gy lub 13,2 Gy, z uwzględnieniem ograniczenia dawki do 9 Gy na objętość tkanki płucnej, jako narządu krytycznego (Kawa-Iwanicka, Dybek, Iwanicki, Łobodziec i Radkowski, 2002; Kawa-Iwanicka, Łobodziec, Iwanicki, Dybek, Gawelko i Czerwinska, 2004). Punkt PC jest to punkt wyznaczony podczas symulacji pola napromieniania pacjenta. Jest przecięciem wszystkich osi symetrii (strzałkowej, czołowej i poprzecznej) pacjenta leżącego z ugiętymi kolanami oraz założonymi za głowę ramionami. Rozkład dawki w technice TBI jest określany w stosunku do tego punktu. Podstawowym założeniem dotyczącym rozkładu dawki w całej napromienianej objętości jest utrzymanie tego rozkładu w granicach $\pm 10\%$ w stosunku do zakładanej wartości dawki w punkcie PC. Napromienianie pacjenta składa się z sześciu następujących frakcji fotonowych 15 MV i mocy dawki 50 JM/min:

- naprzeciwległe pola boczne z mocą dawki wlotowej 5,4 cGy/min dla akceleratora PRIMUS i 6,5 cGy/min dla akceleratora ELEKTA: (SSD=330 cm, pole 40 x 40 cm² określone w odległości 100 cm od źródła, ustawienie kolimatora w pozycji 45⁰),
- dwie dodatkowe frakcje wiązek elektronów, w których zostaje napromieniony obszar ściany klatki piersiowej osłonięty przed promieniowaniem fotonowym obszarów płucnych. Energię elektronów dobiera się w systemie planowania leczenia indywidualnie dla każdego pacjenta i zależy ona od grubości ściany klatki piersiowej

pacjenta. Obszary te napromienia się z odległości $SSD = 100\text{ cm}$, a wartość dawki określa się dla głębokości dawki maksymalnej d_{max} odpowiedniej dla energii zastosowanych elektronów.

Podczas symulacji napromieniania pacjenta polegającej na dopasowaniu łóżka terapeutycznego do wymiarów pacjenta oraz ustaleniu ułożenia pacjenta w łóżku terapeutycznym podczas wszystkich frakcji napromieniania wiązkami fotonowymi wyznacza się punkty pomiarowe na pacjencie, w których będą monitorowane dawki. Położenie poszczególnych punktów 1-10 oraz 1a-10a względem punktu PC określa się jako wektor przesunięcia w płaszczyźnie poprzecznej i strzałkowej względem punktu centrowania. Możliwe rozmieszczenie punktów pomiarowych przedstawiono w Tab. 5.3.1.

Numer punktu	Umiejscowienie na ciele pacjenta.	
1	Ramię strona prawa - w połowie maksymalnego wymiaru AP	
1a	Ramię strona lewa - w połowie maksymalnego wymiaru AP	
2	Głowa strona prawa – skroń prawa	
2a	Głowa strona lewa – skroń lewa	
3	Klatka piersiowa strona prawa - w połowie maksymalnego wymiaru AP	
3a	Klatka piersiowa strona lewa - w połowie maksymalnego wymiaru AP	
4	Środek wiązki (PC) strona prawa na poziomie pępka - w połowie maksymalnego wymiaru AP	
4a	Środek wiązki (PC) strona lewa na poziomie pępka - w połowie maksymalnego wymiaru AP	
5	Staw kolanowy prawy – strona zewnętrzna	
5a	Staw kolanowy lewy – strona zewnętrzna	
6	Stopa prawa - strona zewnętrzna stawu skokowego	
6a	Stopa lewa – strona zewnętrzna stawu skokowego	
7	Czoło (w linii punktów 1, 1a, 2,2a)	
7a	Potylica (w linii punktów 1, 1a, 2,2a)	
8	Śródpierście (góra – na mostku – w linii punktów 3, 3a)	
8a	Śródpierście (dół – na plecach między łopatkami w linii punktów 3, 3a.)	
9 (i 9')	Klatka piersiowa (nad środkiem płata płuca prawego, dla płuca lewego jest to punkt 9')	
9a (i 9a')	Klatka piersiowa (pod środkiem płata płuca prawego, dla płuca lewego jest to punkt 9a')	
10	Punkt w linii PC na skórze brzucha w okolicy pępka	
10a	Punkt w linii PC na skórze pleców w okolicy lędźwiowego odcinka kręgosłupa	

Tab. 5.3.1. Rozmieszczenie punktów pomiarowych na powierzchni ciała pacjenta (Kawa-Iwanicka, Łobodziec, Iwanicki, Dybek, Gawelko i Czerwinska, 2004)

Wszystkie punkty pomiarowe wyszczególnione w Tab. 5.3.1 zostają zaznaczone na ścianach łóżka i naniesione na skórę pacjenta. W tych punktach zostają umieszczone

detektory MOSFET w celu wykonania pomiarów dawki *in vivo*. Współczynnik kalibracji detektorów uwzględniony podczas pomiarów *in vivo* MOSFET został wyznaczony dla warunków opisanych w podrozdziale 4.1.2. Dozymetria *in vivo* ma na celu weryfikację zmierzonej dawki z obliczoną w w/w punktach. Wartość dawki obliczonej dla poszczególnych punktów pomiarowych opisanych w Tab. 5.3.1 względem punktu PC uwzględnia profil wiązki dla warunków napromieniania, dla którego różnica wartości na jego brzegach w stosunku do osi centralnej wiązki wynosi 7%.

W Tab. 5.3.2 przedstawiono porównanie średnich wartości dawek wyliczonych i zmierzonych detektorami MOSFET oraz wartość różnicy wyrażoną w procentach dla prezentowanych średnich wartości dawek. Wartości zostały wyznaczone z grupy badanej stanowiącej 158 pacjentów leczonych tą techniką.

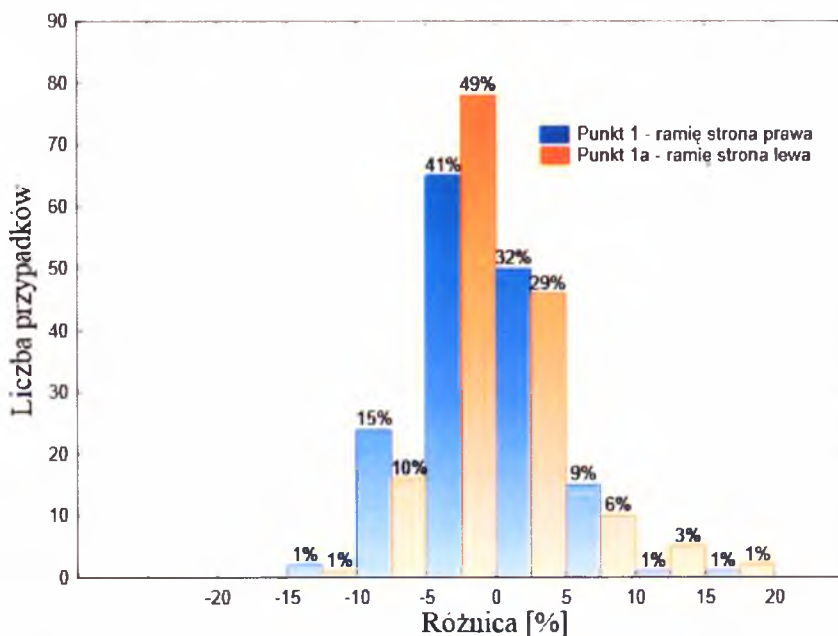
Numer punktu pomiarowego	Opis punktu pomiarowego	Dawka wyliczona [Gy] – wartość średnia	Dawka zmierzona [Gy] – wartość średnia	$\Delta = \frac{D_w - D_z}{D_z} \cdot 100\%$
1	Ramię strona prawa - w połowie maksymalnego wymiaru AP	12,93	12,98±0,17	-0,39
1a	Ramię strona lewa - w połowie maksymalnego wymiaru AP	12,97	13,05±0,16	-0,61
2	Głowa strona prawa – skroń prawa	12,85	12,67±0,20	1,42
2a	Głowa strona lewa – skroń lewa	12,80	12,65±0,86	1,19
3	Klatka piersiowa strona prawa - w połowie maksymalnego wymiaru AP	12,55	12,31±0,14	1,95
3a	Klatka piersiowa strona lewa - w połowie maksymalnego wymiaru AP	12,50	12,34±0,30	1,30
4	Środek wiązki (PC) strona prawa na poziomie pępka - w połowie maksymalnego wymiaru AP	12,77	12,89±0,044	-0,93
4a	Środek wiązki (PC) strona lewa na poziomie pępka - w połowie maksymalnego wymiaru AP	12,80	12,92±0,92	-0,93
5	Staw kolanowy prawy – strona zewnętrzna	12,75	12,72±0,48	0,24
5a	Staw kolanowy lewy – strona zewnętrzna	12,75	12,71±0,10	0,31

Tab. 5.3.2. Porównanie średnich wartości dawek wyliczonych i zmierzonych detektorami MOSFET dla wybranych punktów pomiarowych

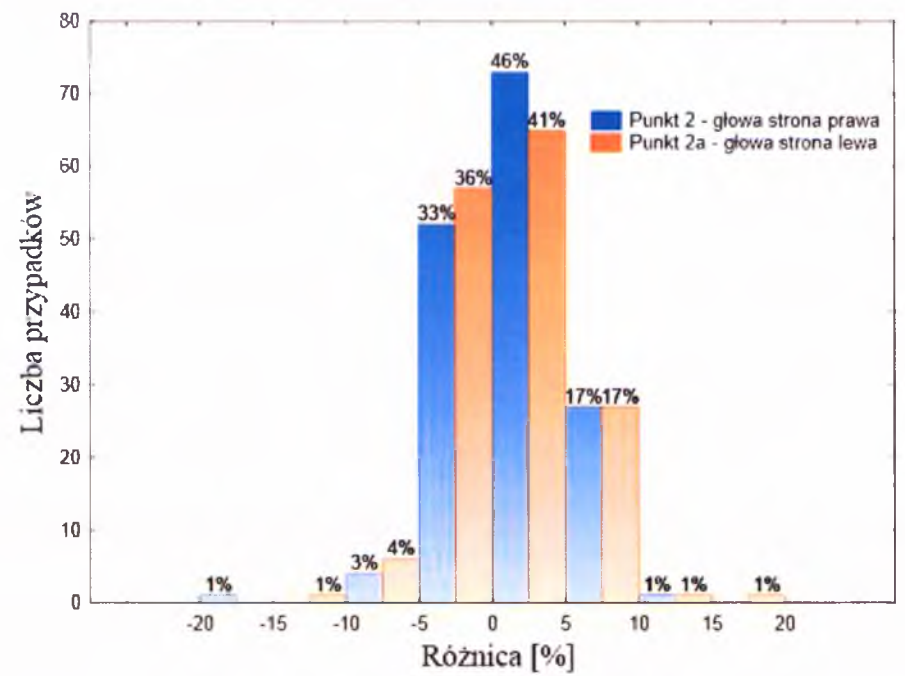
Na Rys. 5.3.1 – 5.3.5 przedstawiono histogramy rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną detektorami MOSFET dla wybranych punktów pomiarowych.

Po przeanalizowaniu otrzymanych wyników przedstawionych Tabeli 5.3.2, Rys. 5.3.1 – 5.3.5 oraz zestawienia tabelarycznego Tab. 5.3.3 (prezentującej parametry statystyczne dla rozkładu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla rozrzutów prezentowanych na rysunkach na rysunkach 5.3.1 – 5.3.5), można zauważyć, że odchylenie średnich całkowitych dawek zmierzonych od dawek wyliczonych dla prezentowanych punktów nie przekracza 2% (Tab.5.3.2). Wartość odchylenia standardowego wyrażonego w procentach dla dawek zmierzonych od wyliczonych w poszczególnych punktach pomiarowych dla badanej grupy pacjentów nie przekroczyły 6% (Tab. 5.3.3), co świadczy o dobrej dokładności podawanej dawki dla badanej grupy pacjentów.

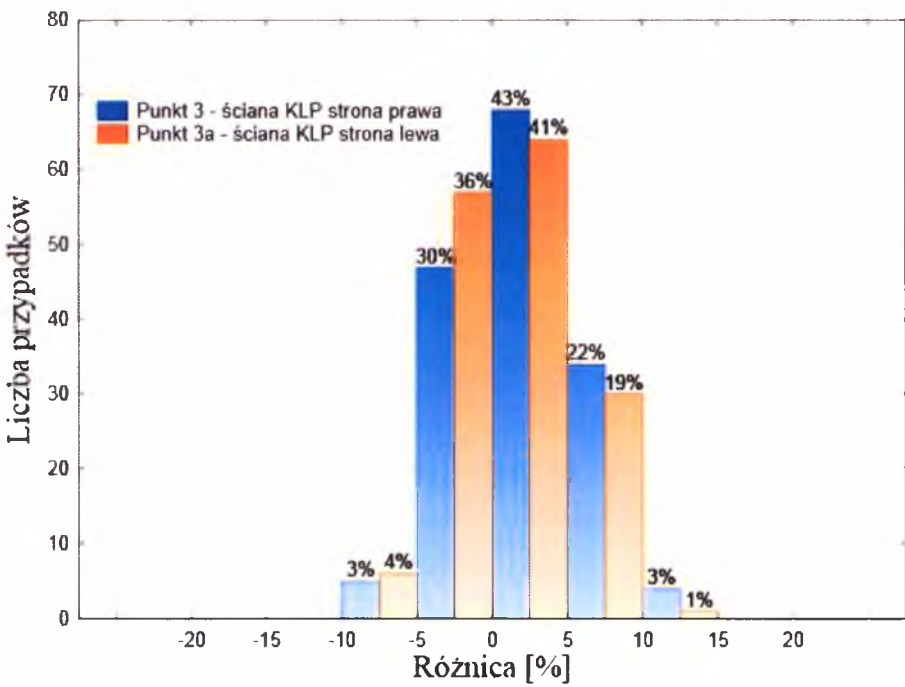
Dla badanej grupy pacjentów odchylenia w poszczególnych punktach pomiarowych miały wartość najczęściej dodatnią (wartość średniej – Tabela 5.3.3),co może sugerować, że wartość dawki zmierzonej detektorami MOSFET była najczęściej niższa niż wartość dawki zaplanowanej, jednakże w granicach przyjętego stopnia jednorodności $\pm 10\%$.



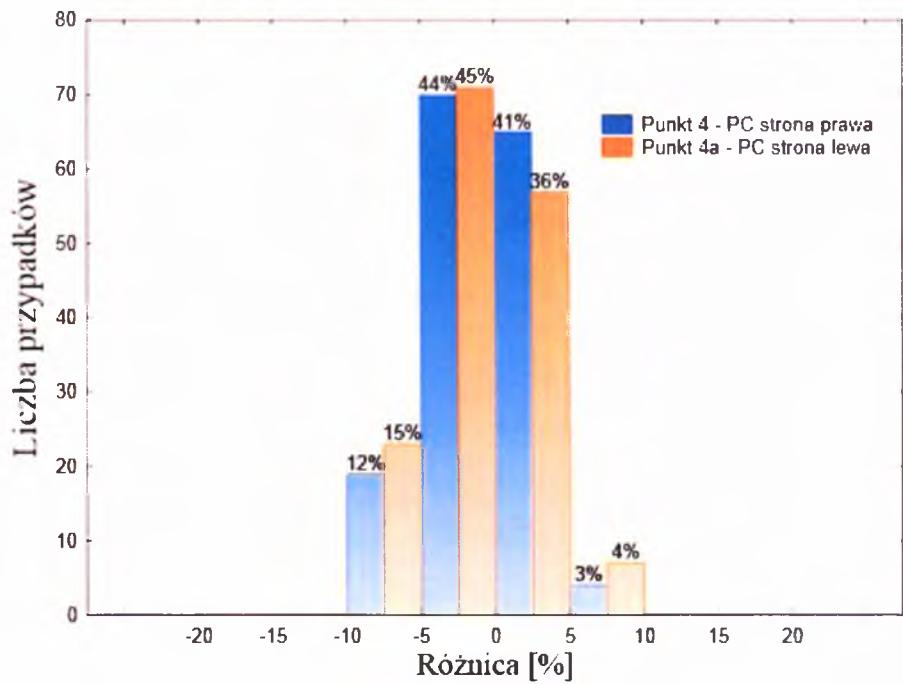
Rys. 5.3.1. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 1 i 1a



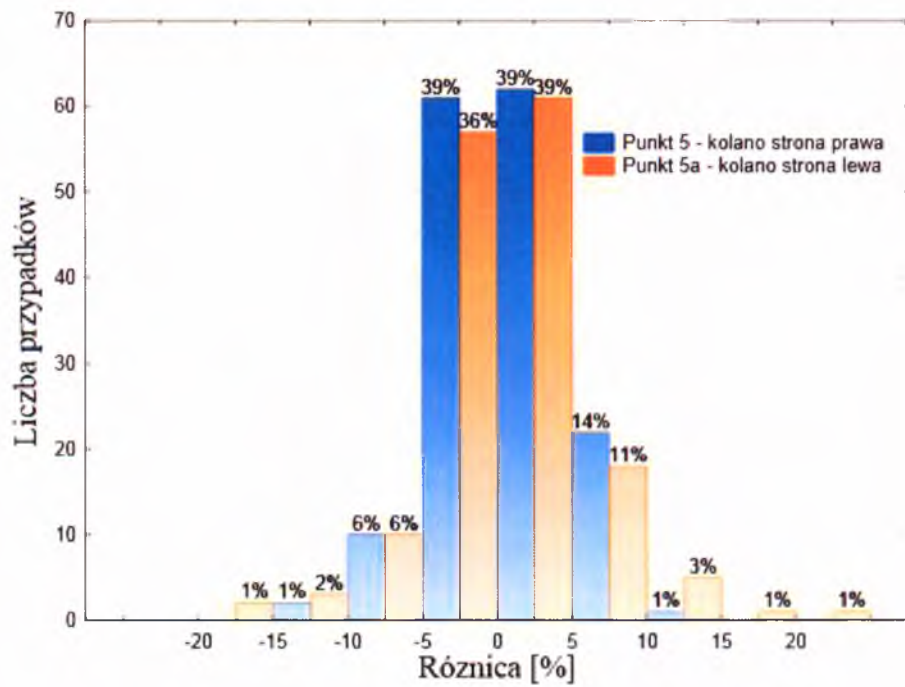
Rys. 5.3.2. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 2 i 2a



Rys. 5.3.3. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 3 i 3a



Rys. 5.3.4. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 4 i 4a



Rys. 5.3.5. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 5 i 5a

	Statystyki opisowe							
	Srednia	N	Mediana	Minimum	Maksimum	Odch.std	Skośność	Kurtoza
Punkt 1 - ramię strona prawa	-0,428	158	-0,794	-11,933	15,149	4,318	0,531	0,762
Punkt 1a - ramię strona lewa	-0,230	158	-0,888	-11,042	17,553	4,547	1,040	1,910
Punkt 2 - głowa strona prawa	1,517	158	2,076	-15,745	10,922	3,851	-0,558	1,426
Punkt 2a - głowa strona lewa	1,288	158	1,440	-11,079	17,260	4,109	0,117	0,914
Punkt 3 - ściana KLP strona prawa	2,070	158	2,134	-9,634	12,825	3,977	0,104	-0,087
Punkt 3a - ściana KLP strona lewa	1,399	158	1,268	-9,858	12,971	3,785	0,070	-0,212
Punkt 4 - PC strona prawa	-0,833	158	-0,701	-9,589	7,317	3,272	-0,202	-0,332
Punkt 4a - PC strona lewa	-0,899	158	-0,975	-8,063	9,976	3,619	0,219	-0,054
Punkt 5 - kolano strona prawa	0,352	158	0,564	-12,777	11,348	4,321	-0,023	0,313
Punkt 5a - kolano strona lewa	0,545	158	0,628	-19,249	23,258	5,452	0,156	3,294

Tab. 5.3.3. Parametry statystyczne dla rozkładu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktów pomiarowych prezentowanych na rysunkach 5.3.1 – 5.3.5

Poddając analizie wyniki przedstawione na Rys. 5.3.1 – 5.3.5, można dostrzec incydentalne wartości dawek zmierzonych, które przekraczały przyjętą wartość jednorodności rozkładu. Wyniki jakie otrzymano, sięgające nawet różnicy rzędu 24% spowodowane mogły być: niewłaściwym ułożeniem detektora, zbyt małym lub dużym wypełnieniem przestrzeni pomiędzy ścianką łóżeczka a punktem pomiarowym, prowadząc tym samym do osłabienia lub podwyższenia pochłaniania promieniowania w materiale stanowiącym bolus, odpowiedzialnym za utrzymanie jednorodności rozkładu dawki, przesunięciem punktu pomiarowego względem osi padającej wiązki promieniowania, zużyciem detektora wynikającym ze zmiany jego czułości w miarę kumulowania dawki. Wartość współczynnika kurtozy dla prezentowanej grupy pomiarowej świadczy o mezokurtycznym rozkładzie dla punktów pomiarowych 1 i 1a, 2 i 2a, 5 i 5a, w którym wartości cechy są mniej skoncentrowane niż dla rozkładu normalnego i leptokurtycznym rozkładzie dla punktów 3 i 3a oraz 4 i 4a. Dla badanej grupy pacjentów wartości cechy dla poszczególnych punktów wykazują zarówno lewo jak i prawostronną asymetrią. Pozostałe parametry statystyczne zostały przedstawione w Tab. 5.3.3.

Zastosowanie detektorów typu MOSFET do pomiarów dawki *in vivo* w punktach anatomicznych przedstawionych w Tab. 4.2.1 zwiększyło dokładność podawanej dawki, co z kolei zapewniło większy stopień skuteczności biologicznej techniki TBI oraz zmniejszyło ryzyko powikłań popromiennych.

Dyskusja wyników

Ważnym aspektem programu kontroli jakości leczenia w radioterapii jest kontrola dawki faktycznie podanej pacjentowi. Zarówno pomiary dawki *in vivo* jak i pomiary fantomowe oraz pomiary przeprowadzane w tak zwanych warunkach symulowanej radioterapii pozwalają na zebranie informacji, czy dawka została zdeponowana poprawnie oraz jaka jest jej wartość. Przeprowadzenie procedury weryfikacji dawki wymaga przygotowania odpowiedniej metodologii pomiaru, a także wykorzystania praktycznego i aktywnego detektora, sprawdzonego pod wieloma względami, również pod kątem przydatności do przeprowadzenia tych pomiarów, który umożliwiłby użytkownikowi szybkie wyeliminowanie błędów w przeprowadzanej terapii.

Pomiar dawki wejściowej pozwala na uzyskanie informacji dotyczących rodzaju promieniowania, podanej liczbie jednostek monitorowych, obecności i zwrotu klina będącego modyfikatorem wiązki a także aspektów związanych z ułożeniem pacjenta podczas terapii takich jak SSD. Z kolei pomiar dawki wyjściowej pozwala odpowiedzieć na pytanie dotyczące rozmiaru i gęstości napromienianego obszaru ciała pacjenta. Literatura szeroko opisuje dozymetrię *in vivo* jako rutynowe działanie w procesie radioterapii kontroli zaaplikowanej dawki pacjentowi z jej wartością zaplanowaną dla wiązek fotonowych (Cozz i Fogliata-Cozz, 1998; Essers i Mijnheer, 1999; Fiorino, Corletto i Mangili, 2000; Fontenla, Yarpalvi i Chui, 1996; Higgins, Alaei i Gerbi, 2003; Kalef-Ezra, Boziar i Litsas, 2002). W przypadku wiązek elektronowych jest ona skąpa; być może związane jest to z rzadszym występowaniem nowotworów, w których można zastosować tego typu promieniowanie (Yarpalvi, Fontenla i Vikram, 2000; Frye i Rustgi, 1999).

Dozymetria *in vivo* nie służy jedynie jako ogólna procedura sprawdzenia zgodności dawki zaplanowanej z zaaplikowaną, może ona posłużyć również jako metoda weryfikacji wprowadzanych nowych metod leczenia, jako wskaźnik oceniający wartość dawki dla organów wysokiego ryzyka, ale przede wszystkim jej głównym celem jest ochrona pacjenta przed błędami, jakie mogą wystąpić w przeprowadzanym leczeniu. Przed wprowadzeniem pomiaru dawki *in vivo* do rutynowej, codziennej praktyki powinny zostać zdefiniowane poziomy tolerancji i poziomy reakcji różnic pomiędzy dawką zaplanowaną a zdeponowaną w ciele pacjenta (Noel, Aletti i Bey, 1995; Palta, Kim, Li i Liu, 2003). Przekroczenie wartości przyjętych w poziomach tolerancji i reakcji, wymusi na użytkowniku podjęcie działań mających na celu wyjaśnienie zaistniałej niezgodności. Wartość odchylenia dawki zmierzonej od wyliczonej dla poziomu tolerancji powinna być określana dla każdego kroku w procedurze leczenia, dając tym samym ostateczną wartość niepewności deponowania dawki pacjentom poddanym radioterapii.

Poziom reakcji, przeciwnie do poziomu tolerancji, jest narzędziem decyzyjnym stosowanym przez techników elektroradiologii lub innych specjalistów wykonujących pomiar dawki *in vivo* i jest on związany z ich działaniem. Jeśli wynik pomiaru jest w granicach poziomu reakcji, to jest on akceptowany. Jeśli odchylenie przekracza poziom reakcji, określone działania powinny być zastosowane, ponieważ przekraczanie tego progu może być wynikiem niezamierzonego czynu albo błędem przypadkowym. Pomiary, które przekraczają poziom reakcji powinny zostać przeprowadzone powtórnie, aby wykluczyć błąd w procedurze pomiaru lub błąd przypadkowy. Ważne jest, aby wartość poziomu reakcji była wyższa niż wartość niepewności pomiaru oraz końcowa wartość niepewności deponowania dawki. Zbyt wąski przedział poziomu reakcji może pociągać za sobą niepotrzebne interwencje związane z wyjaśnieniem przyczyn różnicy dawki, ale również niepotrzebne dodatkowe zaangażowanie personelu. Optymalna wartość poziomu reakcji powinna opierać się na pomiarach fantomowych oraz pomiarach *in vivo*. Poziom reakcji powinien znajdować się w zakresie od 7% dla dozymetrii *in vivo* z zastosowaniem zewnętrznych wiązek promieniowania dla terapii standardowej, do 16% w brachyterapii oraz w technikach konformalnych, weryfikowanej dawki. Europejska organizacja radioterapii onkologicznej zaleca tę wartość na poziomie 5% (Ferreira, 2000).

Wartość tego poziomu bazuje na pomiarach fantomowych, nie wiążąc czynników związanych z przeprowadzeniem terapii. Jednostki realizujące leczenie z zastosowaniem promieniowania jonizującego powinny wyznaczyć kompromis pomiędzy dokładnością a obciążeniem związanym z programem zapewnienia jakości zależnego od lokalizacji zamiany nowotworowej oraz narządów wysokiego ryzyka. Oprócz weryfikacji indywidualnej, grupa pacjentów powinna okresowo zostać poddana weryfikacji celem określenia niepewności systematycznych. Znaczenie kontroli jakości w radioterapii generalnie jest akceptowane i mimo skomplikowanej procedury, włączone zostało do całego procesu radioterapii, chociaż obciążenie jakie generuje ta procedura, stanowi często problem dla zakładów radioterapii.

Jak wcześniej wspomniano przeprowadzenie procedury weryfikacji dawki wymaga przygotowania odpowiedniej metodologii pomiaru, jak również sprawdzonego pod względem przydatności do przeprowadzenia tych pomiarów detektora, który umożliwi użytkownikowi szybkie wyeliminowanie błędów w przeprowadzanej terapii. W klinicznej dozymetrii *in vivo*, głównie ze względu na możliwość odczytu wartości dawki pochłoniętej, najczęściej używa się detektorów półprzewodnikowych, rzadziej komórek jonizacyjnych. Tylko nieliczne ośrodki rutynowo wykorzystują do tego celu detektory termoluminescencyjne TLD (Waligórski, Bubula, Lesiak i Byrski, 2000). Problemy związane z wyborem detektora, który zostanie

użyty do pomiaru dawki w jednym ze sposobów kontroli jej deponowania pacjentowi, związany jest głównie z parametrami fizycznymi, właściwościami tych detektorów, a także z zakresem przeprowadzanych pomiarów.

Od sierpnia 2000 roku w Zakładzie Radioterapii SSL w Katowicach prowadzono z udziałem autora badania poświęcone tematyce detektorów typu MOSFET, ich właściwościom i możliwościom zastosowania w radioterapii. Detektory MOSFET zostały następnie użyte jako część programu kontroli jakości deponowanej dawki promieniowania pacjentom poddawanych radioterapii. Wprowadzono protokół dozymetrii *in vivo*, w którym użyto detektorów MOSFET do pomiaru aplikowanej dawki zarówno w radykalnym, jak i paliatywnym leczeniu nowotworów, w technikach standardowych oraz konformalnych. W Zakładzie Radioterapii SSL zaprojektowano i wykonano we współpracy z AGH w Krakowie, nakładki z aluminium tzw. nakładki „build – up”, w których umieszczano detektory podczas pomiaru dawki wejściowej (Rozdz. 4.1). Nakładka typu „build – up” miała na celu nie tylko zapewnienie równowagi elektronowej podczas pomiaru, ale również zbliżenie się do pomiaru dawki na głębokości dawki maksymalnej. W późniejszych latach detektory zostały zastosowane w kontroli jakości systemów planowania oraz w dozymetrii promieniowania małych pól stosowanych w najnowszych metodach leczenia. Wprowadzenie protokołu dozymetrycznego wiązało się z określeniem wartości odchylenia pomiędzy dawką zmierzoną a wyliczoną przez systemy planowania leczenia. Wartość ta stanowiła próg poziomu reakcji. Wyznaczona została ona w oparciu o pomiary fantomowe oraz w oparciu o wyznaczoną niepewność pomiaru z użyciem detektorów typu MOSFET. Dla dozymetrii *in vivo* pacjentów poddanych radioterapii technikami standardowymi wartość tę ustalono na poziomie 5%, dla stosowanej techniki konformalnej TBI 10%. W przypadku wykorzystania detektorów typu MOSFET w weryfikacji systemów planowania leczenia jako wartość progu reakcji zastosowano wartości wyznaczone zarówno przez raport IAEA TRS No 430 jak i zalecenia ESTRO dla technik IMRT (ESTRO, 2008; IAEA, 2004).

Niniejsza praca w pierwszych trzech rozdziałach zawiera szczegółowe informacje dotyczące sposobu generowania megawoltowych wiązek promieniowania i podstawowych parametrów charakteryzujących wiązkę. Następnie przedstawiono krótką charakterystykę stosowanych w dozymetrii promieniowania jonizującego w radioterapii detektorów wraz z warunkami referencyjnymi wyznaczania dawki oraz metodami jej pomiaru w dowolnym punkcie.

W rozdziale czwartym i piątym doświadczalnej części pracy, szczegółowo przedstawiono wyniki badań charakterystyk detektorów typu MOSFET, które przeprowadzono w celu określenia niepewności pomiaru dawki w obszarze zaplanowanych

zastosowań tych detektorów. Wyznaczona niepewność pomiaru pozwoliła na określenie wartości progu reakcji w związku z późniejszym przyjęciem protokołu dozymetrycznego, głównie dla pomiarów *in vivo* pacjentów poddanych radioterapii.

Pomiary rozpoczęto od sprawdzenia czułości detektorów wraz ze zmianą napięcia przyspieszającego elektrony w akceleratorze. Zmiany, jakie zaobserwowano dla wybranych energii generowanych przez akcelerator, były istotne. Podobną sytuację zaobserwowali w swoich pracach Buliński i Kukołowicz (Bulinski i Kukołowicz, 2004) oraz Minken (Minken, Dehing-Oberije, Lambin i Mijnheer, 2006; Scalchi, Francescon i Rajaguru, 2005). Konieczne jest bowiem przeprowadzenie kalibracji detektorów dla posiadanych i wykorzystywanych w leczeniu jakości promieniowania. Przeprowadzenie kalibracji detektorów dla stosowanych jakości promieniowania fotonowego i elektronowego pozwoliło na zmniejszenie niepewności pomiaru o $\pm 0,7\%$ oraz $\pm 0,6\%$, odpowiednio dla wiązek promieniowania fotonowego i wiązek elektronów (Rozdz. 4.2). Użyte w pomiarach detektory wykazały silną zależność liniową między zmiennymi będącymi wskazaniem detektorów i pochłoniętą dawką w badanym zakresie od 10 do 1000 JM. Dawka w punkcie umiejscowienia detektorów była wprost proporcjonalna do liczby JM (Rozdz. 4.3). Podobnie jak w pracach Mortona (Morton, Bhat, Kovendy i Williams, 2007) i Jorneta (Jornet, Carrasco, Jurado, Ruiz, Eudaldo i Ribas, 2004), współczynnik korelacji dla wiązek fotonowych oraz elektronowych wynosił $r = 0,9999$.

Detektory MOSFET wykazały zależność zmiany ich czułości od temperatury. W przedziale temperatur $20^{\circ}\text{C} - 42^{\circ}\text{C}$, dla których przeprowadzono eksperyment, otrzymane wartości wskazań detektorów wykazały maksymalny spadek czułości dochodzący do 9% i 6% na brzegach badanego przedziału temperatur odpowiednio dla promieniowania fotonowego i elektronowego. Podobny efekt, chociaż słabszy, zaobserwowała grupa Bloemen – van Gurp, która doniosła, że zmiana czułości detektorów użytych do pomiaru w stosunku do pomiaru ich kalibracji wynosiła 3% (Bois, 2003; Minken, 2006). W przedziale temperatur będącym odpowiednikiem temperatury na skórze pacjenta tj. $28^{\circ}\text{C} - 32^{\circ}\text{C} \pm 0,5^{\circ}\text{C}$, maksymalne różnice we wskazaniach detektorów w stosunku do temperatury 30°C (środek przedziału) wynosiły $\pm 1,6\%$ oraz $\pm 0,8\%$, odpowiednio dla wiązki fotonów 15 MV i wiązki elektronów 6 MeV. Spadek czułości detektorów dla temperatury 30°C w stosunku do temperatury ich wzorcowania (22°C) wynosił maksymalnie 3,8% oraz 3,5%, odpowiednio dla wiązki fotonów 15 MV i wiązki elektronów 9 MeV. Otrzymane wartości wymuszają wprowadzenie poprawki na temperaturę w przypadku zastosowania detektorów w dozymetrii *in vivo* lub zmiany temperatury w procesie kalibracji detektorów (Rozdz. 4.4).

Detektory MOSFET zostały następnie przebadane na ich odpowiedź w zależności od kąta padania wiązki promieniowania. Wyniki pomiarów jakie otrzymano podczas prowadzenia eksperymentu wskazują, że w zakresie kątów $290^\circ \div 70^\circ$, detektory dają ten sam odczyt. Różnice wskazań detektorów w krańcowych położeniach wiązki w stosunku do prostopadłego kierunku padania wiązki na detektory, wynoszą $\pm 1.13\%$, i $\pm 1.32\%$, odpowiednio dla wiązki promieniowania fotonowego 6 MV i 15 MV. Porównanie wyników wskazań detektorów zależnych od kierunku padania wiązki promieniowania fotonowego dla przeprowadzonego eksperymentu do wyników publikowanych w literaturze (Bulinski i Kukołowicz, 2004; Ramani, Russell i O'Brien, 1997) potwierdza tezę małej anizotropii detektorów MOSFET opisywaną przez producenta detektorów. Niemniej jednak przeglądając doniesienia literaturowe można odszukać wyniki mówiące o zmianie czułości detektorów nawet o 4% dla kątów większych niż 60° . Takiego efektu w przeprowadzonym eksperymentcie nie zaobserwowano. W praktyce klinicznej rzadko zdarza się, by powierzchnia detektora ustawiona była pod kątem większym niż 60° , w związku z powyższym nie jest konieczne wprowadzenie współczynników korekcji odczytu detektora ze względu na ukośne padanie wiązki na detektor podczas pomiaru dawki *in vivo* wiązkami fotonowymi. W przypadku wiązek promieniowania elektronowego różnice wskazań detektorów w krańcowych położeniach wiązki badanego układu pomiarowego, w stosunku do prostopadłego kierunku padania wiązki na detektory wynosiły średnio $\pm 1.13\%$. Podobnie jak dla wiązek promieniowania fotonowego nie jest konieczne wprowadzenie współczynników korekcji odczytu detektora ze względu na ukośne padanie wiązki na detektor, podczas pomiaru dawki *in vivo* wiązkami elektronowymi (Rozdz. 4.5).

Charakterystyki wskazań detektorów w zależności od wielkości napromienianego pola przeprowadzono dla detektorów z i bez nakładki aluminiowej typu „build-up”. Nakładka ta podczas pomiaru miała za zadanie zapewnić pomiar w warunkach równowagi elektronowej. W zakresie stosowanych wartości pól, wskazania detektora z nakładką aluminiową były bliskie wskazaniom komory jonizacyjnej. Oznacza to, że detektory z nakładką aluminiową mierzą ten sam efekt co komora jonizacyjna – wynikający ze zwiększonego rozproszenia w miarę wzrostu pola napromieniania. Warunek ten jest spełniony, jeżeli pomiar zostanie przeprowadzony w warunkach równowagi elektronowej. Doniesienia literaturowe informują o podobnym zachowaniu detektorów jak w przeprowadzonym eksperymentcie. Wielkości wymiarów pól, z których przedstawiono wyniki mieściły się w zakresie przyjętym do przeprowadzenia eksperymentu niniejszego opracowania (Scalchi, 1998; Morton, 2007). Uwaga ta jest o tyle istotna, gdyż pozwala przy wyznaczaniu dawki pominąć współczynnik korekcji związany z wielkością pola promieniowania podczas pomiarów *in vivo*.

W odniesieniu do detektora bez nakładki różnice wskazań w stosunku do komory jonizacyjnej są większe. Jest to związane z brakiem materiału zapewniającego równowagę elektronową w obszarze „build-up” (Rozdz. 4.1.1). W przypadku wiązek promieniowania elektronowego o energii w zakresie 12 MeV do 21 MeV wartość wskazań w zakresie wielkości pól od 5 cm x 5 cm do 20 cm x 20 cm jest zbliżona do wskazań komory jonizacyjnej w granicach 1% dla detektorów zaopatrzonych w nakładki aluminiowe. Dla mniejszych pól i wymienionego przedziału energetycznego konieczne jest uwzględnienie współczynnika korekcji w procesie pomiaru dawki *in vivo* (Amin, Heaton, Norrlinger i Islam, 2010). Dla energii elektronów 6 MeV i 9 MeV zakres pól, dla których konieczne jest wprowadzenie współczynnika korekcji w procesie pomiaru dawki *in vivo*, zwiększy się o wymiar pola 5 cm x 5 cm, dla pozostałych pól sytuacja jest analogiczna jak dla przedziału energii od 12 MeV do 21 MeV (Rozdz. 4.6).

Ostatnim parametrem, dla którego przeprowadzono pomiary, była zmiana czułości detektorów wraz ze wzrostem dawki skumulowanej. Eksperyment przeprowadzono dla wiązek promieniowania fotonowego jak i elektronowego wybierając spośród dostępnych energii generowanych przez akcelerator te które najczęściej są stosowane w terapii.

Spadek czułości detektora w przypadku wiązki fotonów generowanych napięciem 15 MV jest mniejszy niż dla badanej wiązki elektronów. W początkowym zakresie skumulowanej dawki odnotowano średni spadek czułości detektora wynoszący 0,01% na 1 Gy. Po zaabsorbowaniu przez detektory dawki około 110 Gy spadek jego czułości wynosił 0,04% na 1 Gy, aż do wartości maksymalnej skumulowanej dawki równej 180 Gy. W przypadku elektronów o energii 12 MeV w początkowym zakresie skumulowanej dawki zauważono spadek czułości detektorów wynoszący 0,02% na 1 Gy. Po zaabsorbowaniu przez detektory dawki około 40 Gy spadek czułości wynosił 0,05% na 1 Gy. Największy spadek czułości odnotowano w przedziale skumulowanej dawki od 140 – 185 Gy i wynosił on 0,06% na 1 Gy.

Dla tych zmian czułości detektora konieczne jest wyznaczenie i wprowadzenie współczynników korekcji w procesie pomiaru dawki *in vivo* lub wykonywanie kontrolnej kalibracji w celu zweryfikowania współczynnika kalibracji wynikającego ze zmian czułości detektorów w miarę kumulowania otrzymywanej dawki (Rozdz. 4.7).

W czasie pomiaru dawki z użyciem detektorów MOSFET, oprócz czynników opisanych powyżej, na niepewność określenia dawki może mieć wpływ błąd odczytu detektora lub grupy detektorów użytych do pomiaru. Źródło tego błędu można wyeliminować poprzez wprowadzenie współczynnika kalibracyjnego detektora lub, jak przyjęto w niniejszym opracowaniu, jeżeli odchylenie standardowe wyrażone w procentach średniej z wyników pomiarowych dla grupy kalibrowanych detektorów jest mniejsze niż 2,5 % wtedy przyjmuje

się jedną średnią wartość współczynnika dla całego kompletu detektorów. Wyznaczenie tego współczynnika pozwoliło na obniżenie niepewności pomiarowej, w stosunku do nieskorygowanych detektorów, z wartości: 3%, 12,6%, 16,2%, 13,3%, 7,9%, 4,5%, 0,3%, 2,6%, odpowiednio dla wiązek fotonów generowanych napięciem 6 MV i 15 MV oraz wiązek elektronów 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV do wartości około 1% stanowiącej wartość niepewności wyznaczenia współczynnika kalibracji np. dla technik standardowych (Tab. 4.9.1). Wyniki przedstawione w Tab. 4.9.2 pokazują, że dozymetria z zastosowaniem detektorów MOSFET daje dokładne i powtarzalne wyniki. Maksymalna różnica wyznaczona pomiędzy dawką zmierzoną detektorami MOSFET a wyznaczoną komorą jonizacyjną jest nie większa niż 2,3%, co świadczy o dobrej precyzji odczytu dawki pochłoniętej przez detektory MOSFET (Rozdz. 4.8 – 4.9). Wyniki przedstawione w Rozdziale 4 i 5 były publikowane w Reports of Practical Oncology and Radiotherapy w latach 2004 – 2005 (Dybek, 2004; Dybek, 2005).

W Rozdziale 5 przedstawiono niektóre możliwości zastosowania detektorów MOSFET w dozymetrii promieniowania jonizującego, weryfikacji systemów planowania leczenia czy dozymetrii *in vivo* ukazując ich bardzo dobrą odpowiedź na zadane warunki pomiaru. Pomiary te, szczególnie pomiar dawki *in vivo*, przeprowadzono w celu weryfikacji wartości poziomu niepewności pomiarowej oraz wartości poziomu reakcji ujętych we wprowadzanym protokole dozymetrycznym jako część kontroli jakości leczenia.

W ostatnim etapie prowadzonych testów fantomowych detektorów, podjęto próbę zastosowania detektorów MOSFET w weryfikacji poprawności obliczeń dawki przez algorytmy zaimplementowane w systemach planowania leczenia. Decyzję taką podjęto ze względu na brak doniesień literaturowych mówiących o wykorzystaniu tych detektorów w weryfikacji TPS z użyciem fantomu antropomorficznego, ale również sprawdzenia odpowiedzi detektorów w warunkach o dużej niehomogeniczności środowiska. Dokonano nie tylko porównania dawki wyliczonej z dawką zmierzoną przez detektory, ale również porównano wyniki dla tych samych algorytmów wykorzystywanych w różnych systemach planowania leczenia. Z przeprowadzonej weryfikacji poprawności obliczeń rozkładu dawki zastosowanymi detektorami wynika, że użycie fantomu antropomorficznego oraz detektorów typu MOSFET umieszczonych w odpowiednich miejscach wewnątrz i wokół zdefiniowanej objętości tarczowej napromienionej w warunkach symulowanej radioterapii, jest dobrym narzędziem do weryfikacji algorytmów obliczeniowych oraz planów leczenia technik stosowanych w radioterapii. Systemy planowania leczenia Oncentra MasterPlan, XiO oraz MONACO, w których zaimplementowano algorytmy obliczeniowe poddane weryfikacji, w sposób poprawny wykonują obliczenia rozkładów dawki z uwzględnieniem niejednorodności ośrodka rozpraszającego. Przeprowadzona weryfikacja pozwoliła na ocenę

dokładności obliczeń z wykorzystaniem algorytmów Pencil Beam, Collapsed Cone Convolution i Monte Carlo. Obliczenia wykonane algorytmem Collapsed Cone Convolution i Monte Carlo są dokładniejsze i bardziej zbliżone do wartości pomiarowych, niż przy użyciu algorytmu Pencil Beam. Z wielkości różnic dawek jakie zaobserwowano, i które nie mieściły się w przyjętym przedziale progu reakcji określonym w raportach i zaleceniach oraz kierunku ich zmian w stosunku do gradientu dawki wynika, że główną przyczyną występowania tych różnic może być niedokładność w ustawieniu fantomu przed napromienianiem na akceleratorze w stosunku do ustawienia fantomu podczas skanowania na tomografie komputerowym (Rozdz. 5.1).

Wszystkie testy detektorów, które przeprowadzono i opisano w Rozdziałach 4.1 – 5.1 oraz otrzymane bardzo dobre wyniki prowadzonych badań, stanowiły podstawę do zastosowania tych detektorów w najważniejszym przedsięwzięciu jakim była dozymetria *in vivo* pacjentów poddanych radioterapii w Zakładzie Radioterapii Szpitala im. St. Leszczyńskiego.

Bezpośredni pomiar dawki w trakcie napromieniania chorego pozwolił szybko określić czy dawka wejściowa jest równa planowanej. W przypadku zarejestrowania błędu systematycznego pomiar *in vivo* pozwolił określić poprawność napromieniania pacjentów. Natomiast stwierdzenie błędu przypadkowego dawało możliwość korekcji wartości dawki. Przed wykonaniem pomiarów *in vivo* wyznaczono odpowiednie współczynniki kalibracyjne i korekcyjne w stosunku do pomiaru dawki wykonanego komorą jonizacyjną. Wartości tych współczynników omówiono w Rozdziale 4. Analizując otrzymane wyniki charakterystyk detektorów MOSFET, niepewność pomiaru detektorami określono na poziomie 2,5%, zarówno dla wiązek promieniowania fotonowego jak i elektronowego. Oszacowana niepewność pomiaru została określona na podstawie odpowiedzi detektora zależnej od odpowiedzi energetycznej detektora, zależności liniowej, zależności kątowej, wielkości pola oraz współczynnika kalibracji detektorów.

W wartości wyznaczonej niepewności pomiaru dawki nie uwzględniono zależności temperaturowej oraz zmiany czułości detektorów wraz z kumulowaną dawką. Dla tych dwóch charakterystyk wyznaczono współczynniki korekcji, których bezwzględnie należy użyć w celu wyznaczenia wartości dawki zmierzonej *in vivo*.

Wykonano ogółem 1072 próbnych pomiarów dawek wejściowych u osób poddanych radioterapii, z czego 636 dla wiązek fotonów 15 MV, 328 dla wiązek 6 MV oraz 108 dla stosowanych najczęściej wiązek elektronów. Z chwilą zarejestrowania odstępstwa dawki zmierzonej o ponad 5% (ICRU, 1976) (wartość przyjęta przez system zarządzania jakością w Zakładzie Radioterapii i stanowiąca próg reakcji) od dawki planowanej, dokonywano

weryfikacji błędu poprzez powtórne sprawdzanie ustawień aparatu terapeutycznego, ułożenia chorego na stole terapeutycznym oraz powtórny pomiar. Wiązkę fotonów generowanych napięciem 6 MV zastosowano głównie dla obszaru głowy i szyi zaś wiązkę fotonów 15 MV zastosowano w leczeniu nowotworów obszaru klatki piersiowej, jamy brzusznej i miednicy. Wartość średnia z otrzymanych wyników różnicy dawki zmierzonej od dawki planowanej dla badanych grup pacjentów, wynosiła 1,72% i 1,08%, odpowiednio dla wiązki fotonów generowanych napięciem 6 MV i 15 MV. Wartości tych nie uznano jako miar błędu systematycznego istniejącego w procesie napromieniania. Wartości te związane były raczej z niepewnością pomiarową wyznaczoną dla detektorów. Dla 312 i 579 chorych, leczonych odpowiednio wiązkami promieniowania fotonowego 6 MV i 15 MV, wartość dawki zmierzonej mieściła się w granicach przyjętego poziomu reakcji $\pm 5\%$. Podobne rezultaty można znaleźć w literaturze (Scarantino i inni, 2004; Consorti, 2005; Black, 2005; Beddar, 2005; Scarantino i inni, 2008). Błąd o charakterze przypadkowym jaki wykryto w napromienianiu chorych, a o którym może świadczyć dość wysoka wartość odchylenia standardowego, związany był z niewłaściwym umiejscowieniem detektora na skórze pacjenta, przesuniętego względem osi wiązki w polach, w których zastosowano modyfikatory wiązki w postaci filtrów klinowych. Zależnie od wartości kąta łamiącego zastosowanego filtra klinowego, przesunięcie detektora w osi Y pola w kierunku krzywizny filtra klinowego o 2 mm może spowodować niepewność prowadzącą do zmiany odczytu dawki w zakresie od 1,5% do 3% względem wartości w osi wiązki. Odchylenie powyżej przyjętego przedziału progu reakcji stwierdzono u 59 leczonych, stanowiących 8,5% badanej populacji chorych. Wyznaczona różnica wartości dawki między zaaplikowaną a zmierzoną wynikała głównie z: niewłaściwego umiejscowieniem detektora – 32 przypadki, złego ustawienia odległości źródło – powierzchnia napromieniana (SSD) – 13 przypadków, niewłaściwego doboru modyfikatorów wiązek – 4 przypadki, a nawet wyboru parametrów napromieniania niewłaściwych dla pacjenta, u którego wykonano napromienianie – 1 przypadek. W przypadku 9 chorych stanowiących 1,3% badanej populacji przeprowadzono powtórny symulację napromienianych pól leczenia, po której wynik pomiaru dawki wejściowej mieścił się w przyjętym przedziale tolerancji. Dla tej grupy pomiarowej, SD wynosiło 3,89% natomiast średnia procentowa wartość różnicy odchylenia wynosiła 0,39%. W przypadku pomiarów *in vivo* pacjentów, u których wykonano napromienianie stosując wiązkę elektronów o energii 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV, weryfikacji dawki poddano 108 pomiarów obejmujących 85 pacjentów. Ze 108 pomiarów, 25% stanowią pomiary wykonane z użyciem wiązki elektronów 6 MeV, 59% – 9 MeV oraz 16% – 12 MeV. Dla badanej grupy pacjentów nie stwierdzono niepewności mającej charakter systematyczny, wartość średnia tego rozrzutu

wynosiła 0,06%, odchylenie standardowe wynosiło 1,88%, minimalna i maksymalna wartość wynosiła odpowiednio -3,76% i 5,24%. Zgodność dawki zaplanowanej i zmierzonej w przyjętym przedziale $\pm 5\%$ zaobserwowano u 107 chorych. W przypadku 1 chorego nie zastosowano korekcji związanej ze spadkiem czułości detektora w miarę kumulowania dawki. Po zastosowaniu współczynnika korekcji wartość dawki zmierzonej mieściła się w przyjętym zakresie tolerancji $\pm 5\%$. Największe odchylenie procentowe weryfikowanych dawek wynosiło $\pm 4,1\%$ (Rozdz.5.2).

Przeprowadzona analiza otrzymanych wyników dla techniki TBI (Rozdz. 5.3) pokazuje, że średnie odchylenia dawki zmierzonej detektorami MOSFET od obliczonej w poszczególnych punktach pomiarowych nie przekroczyły wartości 2% co świadczy o dobrej dokładności podawanej dawki dla badanej grupy pacjentów. Dla badanej grupy pacjentów odchylenia w poszczególnych punktach pomiarowych miały wartość najczęściej dodatnią, co może świadczyć, że zaplanowana dawka była wyższa niż wartość dawki zmierzonej detektorami, jednakże w granicach przyjętego stopnia jednorodności $\pm 10\%$. Można dostrzec incydentalne wartości dawek zmierzonych, które przekraczały przyjętą wartość jednorodności rozkładu. Wyniki jakie otrzymano, sięgające nawet różnicy rzędu 24%, spowodowane mogły być: niewłaściwym ułożeniem detektora, zbyt małym lub dużym wypełnieniem przestrzeni pomiędzy ścianką łóżeczka a punktem pomiarowym, prowadząc tym samym do osłabienia lub podwyższenia pochłaniania promieniowania w materiale stanowiącym bolus – odpowiedzialnym za utrzymanie jednorodności rozkładu dawki, przesunięciem punktu pomiarowego względem osi padającej wiązki promieniowania, zużyciem detektora wynikającym ze zmiany jego czułości w miarę kumulowania dawki.

Jak wykazano w przeprowadzonych badaniach, zarówno fantomowych jak i *in vivo*, detektory MOSFET stanowią znakomite i wygodne narzędzie pomiarowe do rutynowego stosowania w Zakładach Radioterapii. Należy jednak uwzględnić konieczność określenia współczynników detektorów. Nie powinno to jednak stanowić problemów przy ewidentnych zaletach ich zastosowania.

Porównując detektory MOSFET z innymi detektorami stosowanymi w dozymetrii *in vivo* np. detektorami TLD, głównie ze względu na możliwość bieżącego odczytu wartości dawki pochłoniętej, najczęściej wykorzystuje się detektory półprzewodnikowe lub detektory typu MOSFET. Wprowadzenie dozymetrii termoluminescencyjnej w radioterapii na świecie jest bardzo odległe jeżeli prześledzimy doniesienia literaturowe (Cameron, Suntharalingam i Kenney, 1968; Ruden, 1976; Marinello i Van Dam, 1994; Kron, 1999). Tylko nieliczne ośrodki w Polsce rutynowo wykorzystują do celów dozymetrii *in vivo* dozymetrię termoluminescencyjną (TLD), która choć dostarcza wynik dopiero po zakończeniu

napromieniania i odczucie dawkomierza, umożliwia równoczesny pomiar dawki nawet w kilkudziesięciu punktach na ciele pacjenta. Dawkomierze termoluminescencyjne są tanie, posiadają niewielkie rozmiary, nie wymagają zewnętrznego zasilania (kable łączących ich z zasilaczem i elektrometrem) – są więc wygodne i bezpieczne dla pacjenta (Waligórski, Bubula, Lesiak i Byrski, 2000). Jak zostało pokazane przez Tochilina i Goldsteina już w roku 1966 (Tochilin i Goldstein, 1966; Goldstein, 1972) detektory TL są niezależne od mocy dawki. Ponadto, na wartość odczytu dawkomierza TL nie wpływa temperatura otoczenia, w którym dokonywany jest pomiar, wartość dawki skumulowanej, jak również kierunek padania wiązki promieniowania. Podobnie jak w przypadku detektorów MOSFET, należy wyznaczyć współczynniki korekcyjne uwzględniające jakość promieniowania.

Dozymetria termoluminescencyjna daje bardzo dobre wyniki pomiarów dawek wejściowych i wyjściowych, pomiaru dawek dla organów ryzyka, pomiaru dawki w jamach ciała pacjenta takich jak: przełyk, pochwa, pęcherz, ale również stosując je do pomiaru dawki w specyficznym geometrycznym planie leczenia, gdzie dawka jest trudna do określenia (Leal, Viegas, Viamonte, Campos, Braz i Clivland, 2010; Costa i inni, 2010). Dozymetria termoluminescencyjna stanowi cenne uzupełnienie innych metod dozymetrii *in vivo*, np. w zastosowaniu do technik napromieniania całego ciała (Waligórski, Bubula, Lesiak i Byrski, 2000).

Powyższy opis sugeruje, że detektory TL mogłyby być również doskonałym narzędziem dozymetrii *in vivo*. Jednakże, w technice TL odczyt dawki pochłoniętej w napromienionym detektorze odbywa się przez podgrzanie detektora w specjalnym czytniku i analiza tzw. krzywej wyświecania tego detektora, jest dość specyficzna. Wymaga ona od fizyka medycznego pewnego doświadczenia oraz jest metodą czasochłonną. Wybór przez dany Zakład Radioterapii między detektorami półprzewodnikowymi a TLD może zależeć od wielu czynników takich jak cechy detektora, zakres prowadzonych badań, wielkość grupy fizyków, względy finansowe i oczywiście, osobista preferencja. Często decyzja nie jest łatwa, ponieważ zawsze w kilku przypadkach argumenty będą przeważać na korzyść jednego z typów detektorów. Ponadto, jak wiemy z doniesień literaturowych wyniki pomiarów, zarówno fantomowe jak i *in vivo* są bardzo dobre dla omawianych obydwu grup detektorów.

Wnioski

Jednym z podstawowych warunków skuteczności radioterapii nowotworów jest zapewnienie zgodności dawki zaplanowanej z dawką zaaplikowaną pacjentowi. Wadliwe działanie aparatu terapeutycznego i urządzeń dozymetrycznych, niedokładność pomiarów kalibracyjnych aparatów terapeutycznych, niedoskonałość algorytmów systemów planowania leczenia, niestabilność ułożenia pacjenta w trakcie seansu napromieniania, a także zwykłe ludzkie pomyłki mogą stać się przyczyną znacznych różnic pomiędzy dawką zaplanowaną i podaną pacjentowi poddanemu terapii, dochodzących nawet do kilkunastu procent. Obowiązujące w radioterapii normy zawarte w tzw. protokołach dozymetrycznych dopuszczają możliwość powstawania ewentualnych rozbieżności, lecz ich maksymalna wartość jest ściśle określona. Zgodnie z zaleceniami Międzynarodowej Agencji d/s Jednostek Radiologicznych i Pomiarów (ICRU) różnica pomiędzy dawką zaplanowaną i podaną pacjentowi nie powinna przekraczać 5% (ICRU, 1976).

Nie wypełnienie powyższych zaleceń powoduje gwałtowny spadek prawdopodobieństwa wyleczenia, a także może być przyczyną powstania ostrego odczynu popromiennego prowadzącego do wystąpienia martwicy tkanek zdrowych lub do nawrotu pierwotnej choroby nowotworowej. Wymusza to konieczność precyzyjnego szacowania dawki aplikowanej choremu i dokładnego jej monitorowania. Dokładność podawania dawki choremu może być wyznaczona w sposób bezpośredni przez pomiar dawki w trakcie napromieniania. Problemy związane z wyborem detektora, który zostanie użyty do pomiaru dawki (w jednym ze sposobów kontroli jej deponowania pacjentowi), związane są głównie z parametrami fizycznymi, właściwościami tych detektorów, a także zakresem przeprowadzanych pomiarów. Mały rozmiar detektorów typu MOSFET, dobrze zdefiniowany punkt pomiaru, możliwość kalibracji w wodzie oraz możliwość pomiaru dawki w dowolnym punkcie napromienianej objętości klasyfikuje te detektory na pierwszym miejscu w zakresie zastosowania spośród wszystkich detektorów stosowanych obecnie w radioterapii.

Na podstawie wyników pomiaru przedstawionych w poprzednich rozdziałach można wysunąć następujące wnioski:

- 1) Przeprowadzone pomiary charakteryzujące parametry badanych detektorów potwierdzają, że detektory MOSFET stanowią dobre narzędzie pomiarowe w radioterapii do weryfikowania zaplanowanej dawki promieniowania fotonowego i elektronowego wytwarzanego w liniowych akceleratorach.

- 2) Przed zastosowaniem detektorów MOSFET w dozymetrii promieniowania jonizującego konieczne jest wyznaczenie współczynnika kalibracyjnego dla każdego rodzaju stosowanego promieniowania w terapii nowotworów.
- 3) Przeprowadzone badania charakterystyk detektorów umożliwiły oszacowanie niepewności pomiarowej w dozymetrii *in vivo* z użyciem detektorów MOSFET oraz wyznaczenie współczynników korekcyjnych dla procesu pomiaru dawki.
- 4) Wyznaczenie dawki w pomiarze *in vivo* z użyciem detektorów MOSFET wymusza zastosowanie współczynnika korekcyjnego, który związany jest ze zmianą czułości detektorów od temperatury środowiska, w którym dokonywany jest pomiar.
- 5) W pomiarze dawki detektorami MOSFET konieczne jest użycie współczynnika korekcyjnego związanego ze zmianą czułości detektorów wynikającą z uszkodzeń części aktywnej detektora w miarę kumulowania dawki.
- 6) Opracowane metody kalibracji oraz metody pomiaru dawki pozwoliły na skuteczną weryfikację błędów systematycznych oraz przypadkowych w procesie napromieniania.
- 7) Przyjęte wartości poziomów reakcji dla stosowanych technik napromieniania, a wyznaczone na podstawie niepewności pomiarowej detektora MOSFET, w sposób prawidłowy umożliwiły realizację programu zapewnienia jakości leczenia z zastosowaniem promieniowania jonizującego.
- 8) Użycie fantomu antropomorficznego oraz detektorów typu MOSFET umieszczonych w odpowiednich miejscach wewnątrz i wokół zdefiniowanej objętości tarczowej, napromienionej w warunkach symulowanej radioterapii jest dobrym narzędziem do weryfikacji algorytmów obliczeniowych oraz planów leczenia technik stosowanych w radioterapii.
- 9) Proces weryfikacji z wykorzystaniem fantomu antropomorficznego oraz detektorów typu MOSFET może być użyteczny w przypadku rozwijania właściwych ilościowo testów odnoszących się do kontroli procedur radioterapeutycznych.

- 10) Oceniając przydatność detektorów MOSFET w radioterapii, bazując na badaniach własnych i na doniesieniach literaturowych, można z całą pewnością stwierdzić, że detektory MOSFET wydają się być najwygodniejszym narzędziem do rutynowej kontroli aplikowanych dawek promieniowania podczas radioterapii.

- 11) Zastosowanie detektorów typu MOSFET do pomiarów dawki *in vivo* w stosowanych technikach leczenia zwiększyło dokładność podawanej dawki, zapewniając obecnie większy stopień skuteczności biologicznej stosowanych technik oraz zmniejszenie ryzyka powikłań popromiennych.

Literatura

AAPM. (1999). TG-51 protocol for clinical reference dosimetry of high energy photon and electron beams. *Medical Physics* 26, 1847 - 1870.

AAPM. (2005). Report No 87: Diode in vivo dosimetry for patients receiving external beam radiation therapy. *Medical Physics*.

Amin, M., Heaton, R., Norrlinger, B. i Islam, I. (2010). Small Field Electron Beam Dosimetry Using MOSFET Detector. *Medical Physics* 12 (1), 51-57 .

Beddar, A., Salehpour, M., Briere, T., Hamidian, H. i Gillin, M. (2005). Preliminary evaluation of implantable MOSFET radiation dosimeters. *Physics in Medicine & Biology*. 50, 141-149.

Black, R., Scarantino, C., Mann, G., Anscher, M., Ornitz, R. i Nelms, B. (2005). An analysis of an implantable dosimeter system for external beam therapy. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, 63, 290-300.

Bloemen, E. J. (2009). In vivo dosimetry using MOSFET detectors in radiotherapy. Maastricht: Universitet Maastricht.

Briere, T. M., Gillin, M. T. i Beddar, A. (2007). Implantable MOSFET detectors: Evaluation of a new design. *Medical Physics* 12 (34), 4585-4590.

British Institute of Radiology. (1983). Central Axis Depth Dose Data for Use in Radiotherapy. *British Journal of Radiology Supplement* 17.

British Institute of Radiology. (1996). Central Axis Depth Dose Data for Use in Radiotherapy. *British Journal of Radiology Supplement* 25.

Bulinski, K. i Kukołowicz, P. (2004). Characteristics of the Metal Oxid Semiconductor Field Effect Transistor for Application in Radiotherapy. *Polish Journal of Medical Physics and Engineering* 10, 13-24.

Butson, M., Rozenfeld, A. i Mathur, J. (1996). A new radiotherapy surface dose detector: the MOSFET. *Medical Physics* 23, 655-658.

Cameron, J., Suntharalingam, N. i Kenney, G. N. (1968). Thermoluminescent dosimetry. Madison: University of Wisconsin.

Choma, J. (2007). Principles and Examples of MOSFET Technology Biasing. Los Angeles: University of Southern California.

Chuang, C., Verhey, L. i Xia, P. (2002). Investigation of the use of MOSFET for clinical IMRT dosimetric verification. *Medical Physics* 6 (29), 1109-1115.

Consorti, R., Petrucci, A., Fortunato, F., Soriani, A., Marzi, S., Iaccarino, G. i inni. (2005). In vivo dosimetry with MOSFETs: Dosimetric characterization and first clinical results in intraoperative radiotherapy. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics*, 63, 952-960.

- Costa, A., Barbi, G., Bertucci, E., Ferreira, H., Sansavino, S., Colenci, B. i inni. (2010). In vivo dosimetry with thermoluminescent dosimeters in external photon beam radiotherapy. *Applied Radiation and Isotopes* 68, 760 - 762.
- Cozz, L. i Fogliata-Cozz, A. (1998). Quality assurance in radiation oncology. A study of feasibility and impact on action levels of an in vivo dosimetry program during breast cancer irradiation. *Radiotherapy and Oncology* 47(1), 29-36.
- Dybek, M., Łobodzić, W., Iwanicki, T. i Kawa-Iwanicka, A. (2005). MOSFET detectors as a tool for the verification of therapeutic doses of electron beams in radiotherapy. *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy* 10, 301-306.
- Dybek, M., Łobodzić, W., Iwanicki, T., Kawa-Iwanicka, A., Markisch, S. i Zipper, W. (2004). MOSFET detectors as a tool for dose verification in photon beam radiotherapy. *Reports of Practical Oncology and Radiotherapy* 9, 45-50.
- Edwards, C. i Mountford, P. (2009). Characteristics of in vivo radiotherapy dosimetry. *British Institute of Radiology* 983(82), 881 - 883.
- England, J. (1980). *Metody doświadczalne fizyki jądrowej*. Warszawa: PWN.
- Essers, M. i Mijnheer, B. (1999). In vivo dosimetry during external photon beam radiotherapy. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics* 2(42), 245-259.
- ESTRO. (2004). *Quality Assurance Of Treatment Planning Systems – Practical Examples For Non-IMRT Photon Beams*. Bruksela: ESTRO Booklet No. 7.
- ESTRO. (2008). *Guidelines for the verification of IMRT*. Bruksela: ESTRO.
- Ferreira, I., Dutreix, A. i Bridier, A. (2000). The ESTRO-QUALity assurance network. *Radiotherapy and Oncology* 3(33), 273-284.
- Fiorino, C., Corletto, D. i Mangili, P. (2000). Quality assurance by systematic in vivo dosimetry: results on a large cohort of patients. *Radiotherapy and Oncology* 1(56), 85-95.
- Followill, D., Taylor, R., Tello, V. i Hanson, W. (1998). An empirical relationship for determining photon beam quality in TG-21 from a ratio of percent depth doses. *Medical Physics* 25, 1202-1205.
- Fontenla, D., Yarpalvi, R. i Chui, C. (1996). The use of diode dosimetry in quality improvement of patient care in radiation therapy. *Medical Dosimetry* 21, 235-241.
- Fornal, B. (2001). *Impulsowe detektory promieniowania jonizującego. Człowiek i promieniowanie jonizujące*. (A. Hryniewicz, Red.) Warszawa: PWN.
- Frye, D. i Rustgi, S. (1999). Diode verification of routine electron-beam treatments. *Medical Dosimetry* 24, 43-48.
- Furetta, C. (2003). *Handbook of Thermoluminescence*. Singapore: World Scientific.

- Gaponow, W. (1965). *Przyrządy elektronowe próżniowe i półprzewodnikowe*. Warszawa: PWN.
- Gasińska, A. (2001). *Biologiczne podstawy radioterapii*. Kraków: AGH Ośrodek Edukacji Niestacjonarnej.
- Gladstone, D. i Chin, L. (1991). Automated Data Collection and Analysis System for MOSFET Radiation Detectors. *Medical Physics* 18, 542-548.
- Gladstone, D. i Chin, L. (1995). Real-time, in vivo measurement of radiation dose during radioimmunotherapy in mice using a miniature MOSFET dosimeter probe. *Radiation Research* 141, 330-335.
- Gladstone, D., Lu, X., Humm, J., Bowman, H. i Chin, L. (1994). A miniature MOSFET radiation dosimeter probe. *Medical Physics* 11(21), 1721 - 1728.
- Goldstein, N. (1972). Dose-rate dependence of lithium fluoride for exposures above 15,000 R per pulse. *Health Physics* 22, 90-92.
- Higgins, P., Alaci, P. i Gerbi, B. (2003). In vivo diode dosimetry for routine quality assurance in IMRT. *Medical Physics* 12(30), 3118-3123.
- Hilliday, D., Resnick, R. i Walker, J. (2005). *Podstawy Fizyki*. Warszawa: PWN.
- Hryniewicz, A. Z. (2001). *Człowiek i promieniowanie jonizujące*. PWN.
- IAEA. (1997). Report No 277 Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams. Wiena.
- IAEA. (1997). Report No 381 The Use of Plane Parallel Ionization Chambers in High Energy Electron and Photon. Wiedeń.
- IAEA. (2000). TRS No 398 Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy, Wiedeń.
- IAEA. (2004). TRS No 430 Commissioning and Quality Assurance of Computerized Planning Systems for Radiation Treatment of Cancer. Wiedeń.
- ICRU. (1976). Determination of absorbed dose in a patient irradiated by beams of X or gamma rays in radiotherapy procedures. Report No 24.
- Jornet, N., Carrasco, P., Jurado, D., Ruiz, A., Eudaldo, T. i Ribas, M. (2004). Comparison study of MOSFET detectors and diodes for entrance in vivo dosimetry in 18 MV x-ray beams. *Medical Physics* 31, 2534 - 2542.
- Kalef-Ezra, J., Boziar, i. A. i Litsas, J. (2002). Thermoluminescence dosimetry for quality assurance in radiation therapy. *Radiation Protection Dosimetry*, 101(1-4), 403-405.
- Kawa-Iwanicka, A., Dybek, M., Iwanicki, T., Łobodziec, W. i Radkowski, A. (2002). The technique of total body irradiation applied at the Leszczyński memorial hospital. *Reports of Practical Oncology & Radiotherapy* 2(7), 53-56.

- Kawa-Iwanicka, A., Łobodziec, W., Iwanicki, T., Dybek, M., Gawelko, J. i Czerwinska, D. (2004). Dose uniformity in the total body irradiation technique using 15 MV photon beam. *Physica Medica* 20 (1), 144-146.
- Khan, F. (2003). *The Physics of Radiation Therapy*. Lippincott, Williams and Wilkins,.
- Knoll, G. (2000). *Radiation Detection and Measurment*. New York: John Wiley & Sons.
- Kohno, R. (2009). Measurements of Delivered Dose in Tissue Inhomogeneity Using a MOSFET Detector for An Anthropomorphic Phantom. *Medical Physics* 36, 2597-2602.
- Krobel, K. (2005). *Układy elektroniki "front - end"*. Kraków: AGH.
- Kron, T. (1999). Applications of thermoluminescence dosimetry in medicine. *Radiation Protection Dosimetry* 85, 333-340.
- Kucewicz, W. (2000). *Krzemowe detektory paskowe i ich zastosowania w fizyce wysokich energii na przykładzie eksperymentu Delhi*. Kraków: Uczelniane Wydawnictwo Naukowo-Dydaktyczne.
- Kukołowicz, P. F. (2001). *Charakterystyka wiązek terapeutycznych fotonów i elektronów*.
- Leal, M., Viegas, C., Viamonte, A., Campos, A., Braz, D. i Clivland, P. (2010). Thermoluminescent chip detector for in vivo dosimetry in pelvis and head & neck cancer treatment. *Applied Radiation and Isotopes* 68, 795-798.
- Lisauskasa, A., Glaaba, D., Roskosa, H. G., Oejefors, b. E. i Pfeifferb, U. R. (2009). Terahertz imaging with Si MOSFET focal-plane arrays. *Terahertz Technology and Applications II*, Vol. 7215 , 72150J-1.
- Łobodziec, W. (1999). *Dozymetria promieniowania jonizującego*. Uniwersytet Śląski.
- Łobodziec, W. (2006). Leksykon onkologii: Dozymetria w radioterapii. *Nowotwory* 56, 351-358.
- Lutz, G. (1999). *Semiconductor Radiaton Detectors*. Haidelberg: Springer.
- Marciniak, W. (1984). *Przyrządy półprzewodnikowe i układy scalone*. WNT.
- Marinello, G. i Van Dam, J. (1994). *Methods for in vivo dosimetry in external radiotherapy*. Brussels: ESTRO.
- Mayles, P., Nahum, A. i Rosenwald, J. (2007). *Handbook of Radiotherapy Physics*. Taylor&Francis.
- Minken, A., Dehing-Oberije, C., Lambin, P. i Mijnheer, B. (2006). The implementation of MOSFET detectors for clinical dosimetry in electron beams. *Radiotherapy and Oncology* 80 (3), 288-295.
- Morton, J., Bhat, M., Kovendy, M. i Williams, T. (2007). Evaluation of MOSFETs for entrance dose dosimetry for 6 and 10 MV photons with a custom made build up cap. *Australasian Physical & Engineering Sciences in Medicine* 2(30), 120-126.

- Niewiadomski, T. (1991). *Dozymetria termoluminescencyjna w praktyce*. Kraków: IFJ.
- Noel, A., Aletti, P. i Bey, P. (1995). Detection of errors in individual patients in radiotherapy by systematic in vivo dosimetry. *Radiotherapy and Oncology* 34(2), 141-151.
- Palta, J., Kim, S., Li, J. i Liu, C. (2003). Tolerance limits and action levels for planning and delivery of IMRT. *The State Of The Art. American Association of Physicists in Medicine Medical Physics Monograph* 29, 593-612.
- Podgorsak, E. (2005). *Radiation oncology physics: a handbook for teachers and students*. IAEA.
- Ramani, R., Russell, S. i O'Brien, P. (1997). Clinical Dosimetry Using MOSFETS. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics* 37(4), 956-964.
- Randall, J. i Wilkins, M. (1945a). Phosphorescence and Electron Traps. I. The Study of Trap Distributions. *Proceedings of the Royal Society A*, 184 (3), 366-389.
- Randall, J. i Wilkins, M. (1945b). Phosphorescence and Electron Traps. II. The Interpretation of Long Period Phosphorescence. *Proceedings of the Royal Society A*, 184, 390-407.
- Rokita, E. (2000). *Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii*. pod red. A.Z. Hryniewiczza. PWN.
- Ruden, B. (1976). Evaluation of the clinical use of TLD. *Acta Radiologica: Therapy, Physics* 15(5), 447-464.
- Scalchi, P. i Francescon, P. (1998). Calibration of a MOSFET detection system for 6-MV in vivo dosimetry. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics* 40(4), 987-993.
- Scalchi, P., Francescon, P. i Rajaguru, P. (2005). Characterization of a new MOSFET detector configuration for in vivo skin dosimetry. *Medical Physics* 32(6), 1571-1578.
- Scarantino, C., Prestidge, B., Anscher, M., Ferree, C., Kearns, M., Black, R. i inni. (2008). The observed variance between predicted and measured radiation dose in breast and prostate patients utilizing an in vivo dosimeter. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics* 72(2), 597-604.
- Scarantino, C., Rini, C., Aquino, M., Carrea, T., Ornitz, R., Anscher, M. i inni. (2004). A pilot study on in vivo dosimetry during external beam radiation therapy. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics* 60, 360 - 363.
- Scharf, W. (1994). *Akceleratory biomedyczne*. Warszawa: PWN.
- Sjogren, R., Karlsson, M. G., Karlsson, M. i Svensson, H. (1997). Depth for calibration in high energy photon beams. *Radiotherapy and Oncology* 43(3), 311-313.
- Skrzypczak, E. i Szepliński, Z. (1995). *Wstęp do fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych*. Warszawa: PWN.

Soubra, M., Cygler, J. i Mackay, G. (1994). Evaluation of a dual bias dual metal oxide-silicon semiconductor field effect transistor detector as radiation dosimeter. *Medical Physics* 21(4), 567-572.

Strzałkowski, A. (1978). Wstęp do fizyki jądra atomowego. Warszawa: PWN.

Subramania, J. i Lawrence, H. L. (2004). *Clinical Radiotherapy Physics*. Springer.

Szymański, W. (1996). *Chemia jądrowa*. Warszawa: 1996.

Technical Note 1; Thomson Nielsen Electronic. (2000). Dose Reproducibility Assessment for Thomson Nielsen Electronic Dosimetry Systems. Best medical Canada.

Technical Note 4; Thomson Nielsen Electronic. (1999). Introduction to the MOSFET Dosimeter . Best medical Canada.

Technical Note 5; Thomson Nielsen Electronic. (1999). Patient Dose Measurements . Best medical Canada.

Tochilin, E. i Goldstein, N. (1966). Dose-rate and spectral measurements from a pulsed X-ray generator. *Health Physics* 12, 1705 -1710.

Waligórski, M. i Lesiak, J. (2000). *Podstawy Radioterapii* [w: Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii. pod red. A.Z. Hryniewiczza]. Warszawa: PWN.

Waligórski, M. i Olko, P. (2001). *Detektory stosowane w dozymetrii* [w: Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii. pod red. A.Z. Hryniewiczza]. Warszawa: PWN.

Waligorski, M., Bubula, E., Lesiak, J. i Byrski, E. (2000). Zastosowanie detektorów termoluminescencyjnych MTS-N do dozymetrii in vivo u chorych napromienianych wiązkami Co-60 i promieniowania X. *Nowotwory* 50, 123-127.

Wertz, H., Boda-Heggemann, J., Walter, C., Dobler, B., Mai, S., Wenz, F. i inni. (2007). Image – guided in vivo dosimetry for quality assurance of IMRT treatment for prostate. *International Journal Radiation Oncology Biology Physics* 67(1), 288-295.

WHO. (1988). *Quality assurance in radiotherapy*. Geneva: WHO.

Wulms, C., Lambin, P., Mijnheer, B. i Minken, A. (2004). Correction factors for accurate use of MOSFETs for entrance in-vivo dosimetry in photon beams. 23rd ESTRO Meeting. Amsterdam.

Xiao, Y., Altschuler, M. i Bjärngard, B. (1998). Quality assurance of central axis dose data for photon beams by means of a functional representation of the tissue phantom ratio. *Physics in Medicine and Biology* 43(8), 2195-2206.

Yaparpalvi, R., Fontenla, D. i Vikram, B. (2000). Clinical experience with routine diode dosimetry for electron beam radiotherapy. *International Journal of Radiation Oncology Biology Physics* 48(4), 1259-1265.

Zilio, V., Joneja, O., Popowski, Y., Rosenfeld, A. i Chawla, R. (2006). Absolute depth-dose-rate measurements for an ^{192}Ir HDR brachytherapy source in water using MOSFET detectors. *Medical Physics* 33(6), 1532-1539.

Wykaz rysunków

Rys. 1.1.1. Schemat współczesnego akceleratora medycznego	17
Rys. 1.2.1. Deponowanie dawki przez megawoltową wiązkę fotonową w ciele pacjenta	22
Rys. 1.3.1. Przykład typowych profili dawek mierzonych na różnych głębokościach w wodzie dla rozmiaru pola 15 x 15 cm ² wiązki promieniowania X 6MV	24
Rys. 1.3.2. Obszary wiązki fotonowej	25
Rys. 1.4.1. Ilustracja definicji współczynnika TPR(S,d)	27
Rys. 2.1.1. Typy komór jonizacyjnych używane w dozymetrii promieniowania jonizującego w radioterapii	36
Rys. 2.1.2. Schemat budowy komory cylindrycznej typu Farmer	37
Rys. 2.1.3. Schemat budowy komory płaskiej	38
Rys. 2.1.4. Model zjawiska termoluminescencji	42
Rys. 2.3.1. Schemat układu pomiarowego określenia dawki wejściowej i wyjściowej	47
Rys. 2.3.2. Schemat układu pomiarowego dla określenia współczynnika kalibracyjnego pomiaru dawki na dowolnej głębokości	50
Rys. 3.2.1. Struktura pasmowa złącza p-n	56
Rys. 3.2.2. Rozkład: a) ładunku w złączu typu p-n, b) potencjału w złączu typu p-n, c) natężenia pola elektrycznego w złączu typu p-n	57
Rys. 3.2.3. Przepływ ładunku przez warstwę	57
Rys. 3.3.1. Tranzystor unipolarny: a) tranzystor „normalnie załączony”, b) tranzystor „normalnie wyłączony”	59
Rys. 3.3.2. Struktura MOS, efekty powstające w tranzystorze zależnie od wartości i zwrotu przyłożonego napięcia do bramki i podłoża	61
Rys. 3.4.1. Przekrój przez detektor typu MOSFET	62
Rys. 3.4.2. Schemat detektora typu MOSFET typu n z obwodem	63
Rys. 3.4.3. Napięcie bramki przed i po ekspozycji w funkcji przepływającego prądu pomiędzy źródłem i drenem	64
Rys. 4.1.1. Przedstawia: a) szkic nakładki z aluminium na detektory MOSFET wraz z wymiarami (mm), b) fotografię wykonanej nakładki	71
Rys. 4.3.1. Wskazania detektorów MOSFET: a) bez nakładki „build-up”, b) z nakładkami „build-up” dla promieniowania fotonowego o napięciu przyspieszającym 6 MV i 15 MV	78
Rys. 4.3.2. Wskazania detektorów MOSFET a) bez nakładek „build-up” b) z nakładkami „build-up” dla promieniowania elektronowego o energii 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV	79
Rys. 4.3.3. Porównanie wskazań detektorów z nakładkami „build-up” i bez dla promieniowania elektronowego o energii 15 MeV	80
Rys. 4.4.1. Zależność wskazań detektora od temperatury, znormalizowane do temperatury 22 °C, dla wiązki fotonów generowanych napięciem 6 MV i 15 MV	81

Rys. 4.4.2. Zależność wskazań detektora od temperatury, znormalizowane do temperatury 22 °C, dla wiązek elektronów o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV.	82
Rys. 4.5.1. Zależność wskazań detektorów od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek fotonowych generowanych napięciem 6 i 15 MV.....	83
Rys. 4.5.2. Zależność wartości współczynnika korekcyjnego $k(\varphi)X$ wskazań detektora od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek fotonowych generowanych napięciem 6 i 15 MV.....	84
Rys. 4.5.3. Zależność wskazań detektora od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek elektronowych o energii 6, 9, 12, 15, 18 i 21 MeV.....	85
Rys. 4.5.4. Zależność wartości współczynnika korekcyjnego $k(\varphi)e^-$ wskazań detektora od kąta padania wiązki promieniowania dla wiązek elektronowych o energii 6, 9, 12, 15, 18 i 21 MeV.....	86
Rys. 4.6.1. Zależność wskazań detektora MOSFET bez i z nakładką „build-up” od wielkości pola w porównaniu do wskazań komory jonizacyjnej typu Farmer dla wiązki promieniowania fotonowego o napięciu przyspieszającym 6 MV.....	87
Rys. 4.6.2. Zależność wskazań detektora MOSFET bez i z nakładką „build-up” od wielkości pola w porównaniu do wskazań komory jonizacyjnej typu Farmer dla wiązki promieniowania fotonowego o napięciu przyspieszającym 15 MV.....	87
Rys. 4.6.3. Zależność wskazań detektora MOSFET bez i z nakładką „build-up” od wielkości pola w porównaniu do wskazań komory jonizacyjnej typu Markus dla wiązki promieniowania elektronowego o energii 6 MeV.....	88
Rys. 4.6.4. Zależność wskazań detektora MOSFET bez i z nakładką „build-up” od wielkości pola w porównaniu do wskazań komory jonizacyjnej typu Markus dla wiązki promieniowania elektronowego o energii 21 MeV.....	89
Rys. 4.7.1. Spadek odpowiedzi detektorów MOSFET od wartości dawki skumulowanej.....	90
Rys. 4.8.1. Fotografia układu pomiarowego wyznaczenia współczynnika kalibracji dawki wejściowej F_{wej}	93
Rys. 4.8.2. Histogram rozrzutu wartości współczynnika kalibracji F_{wej} dla wiązki fotonów generowanych napięciem: a) 6 MV, b) 15 MV.....	96
Rys. 4.8.3. Histogram rozrzutu wartości współczynnika kalibracji F_{wej} dla wiązek elektronów o energiach: a) 6 MeV, b) 9 MeV, c) 12 MeV, d) 15 MeV, e) 18 MeV, f) 21 MeV.....	97
Rys. 4.8.4. Fotografia układu pomiarowego wyznaczenia współczynnika kalibracji F detektorów....	98
Rys. 4.8.5. Histogram rozrzutu wartości współczynnika kalibracji F dla wiązki fotonów 15 MV użytej w technice TBI.....	100
Rys. 4.8.6. Histogram rozrzutu wartości współczynnika kalibracji F dla wiązek fotonów 6 i 15 MV użytych do weryfikowania systemów planowania leczenia.....	101
Rys. 5.1.1. Rysunek przedstawia rozmieszczenie punktów pomiarowych (1 – 21) dla planu leczenia nowotworu obszaru miednicy w trzech płaszczyznach poprzecznych, położonych w odstępach 2,5 cm	111
Rys. 5.1.2. Rysunek przedstawia rozmieszczenie punktów pomiarowych (1 – 40) dla planu leczenia nowotworu obszaru klatki piersiowej w dwóch płaszczyznach poprzecznych, położonych w odstępach 2,5 cm.....	112
Rys. 5.1.3. Technika IMRT: a) układ wiązek w płaszczyźnie czołowej dla planu leczenia nowotworu obszaru śródpiersia, b) i c) rozmieszczenie punktów pomiarowych (1 – 24) dla planu leczenia nowotworu obszaru śródpiersia w dwóch płaszczyznach poprzecznych, położonych w odstępach 2,5 cm	115

Rys. 5.2.1. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych w obszarze głowy i szyi wiązką fotonów o napięciu przyspieszającym 6 MV.....	118
Rys. 5.2.2. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką fotonów o napięciu przyspieszającym 15MV.....	119
Rys. 5.2.3. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych na obszar miednicy.....	120
Rys. 5.2.4. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych na obszar jamy brzusznej.....	120
Rys. 5.2.5. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych na obszar klatki piersiowej.....	121
Rys. 5.2.6. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką elektronów o energii 6 MeV, 9 MeV, 12 MeV.....	122
Rys. 5.3.1. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 1 i 1a.....	126
Rys. 5.3.2. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 2 i 2a.....	127
Rys. 5.3.3. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 3 i 3a.....	127
Rys. 5.3.4. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 4 i 4a.....	128
Rys. 5.3.5. Histogram rozrzutu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktu pomiarowego 5 i 5a.....	128

Wykaz tabel

Tab. 2.2.1. Warunki referencyjne określenia dawki w wodzie dla wiązek fotonowych	44
Tab. 2.2.2. Warunki referencyjne określenia dawki w wodzie dla wiązek elektronowych	46
Tab. 4.2.1. Zależność wskazań detektorów od zastosowanego promieniowania.....	76
Tab. 4.4.1. Wyznaczone wartości współczynników korekcyjnych $k(t)X$ i $k(t)e^-$ dla stosowanych wiązek promieniowania fotonowego i elektronowego wynikające z różnicy temperatury kalibracji detektorów a temperatury pomiaru dawki <i>in vivo</i>	82
Tab. 4.6.1. Wartości współczynników korekcji $k(S)e^-$ będących ilorzem wskazań komory jonizacyjnej i detektora MOSFET dla wszystkich badanych wiązek promieniowania elektronowego o energiach 6, 9, 12, 15, 18, 21 MeV.....	89
Tab. 4.7.1. Wyznaczone wartości współczynników korekcyjnych $k(Ds)e^-$ i $k(Ds)X$ odpowiednio dla wiązki elektronowej o energii 12 MeV i fotonowej 15 MV.....	92
Tab. 4.8.1. Wyniki pomiarów współczynników kalibracji dla 30 detektorów stanowiących 6 kompletów po 5 detektorów; wyniki podano dla 150 pomiarów.	95
Tab. 4.8.2. Wyniki pomiarów współczynników kalibracji badanych 6 kompletów detektorów.	95
Tab. 4.8.3. Wyniki pomiarów współczynników kalibracji detektorów dla techniki TBI.....	99
Tab. 4.8.4. Wyniki pomiarów współczynników kalibracji detektorów dla weryfikowanych systemów planowania leczenia.....	99
Tab. 4.9.1. Wartości niepewności wyznaczenia współczynników kalibracyjnych.....	102
Tab. 4.9.2. Wartości niepewności pomiaru dawki detektorami MOSFET w różnych technikach.....	103
Tab. 5.1.1. Dopuszczalne maksymalne wartości odchyżeń pomiędzy obliczonymi wartościami dawki w komputerowych systemach planowania leczenia, a jej rzeczywistymi wartościami w poszczególnych obszarach wiązki fotonowej.....	109
Tab. 5.1.2. Różnica wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną detektorami MOSFET dla planu leczenia nowotworu obszaru miednicy.....	110
Tab. 5.1.3. Różnica wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną detektorami MOSFET dla planu leczenia nowotworu obszaru klatki piersiowej; porównanie algorytmów Collapsed Cone Convolution i Pencil Beam.....	113
Tab. 5.1.4. Proponowane wartości ufnosci i progi podejmowania działań dla weryfikacji planów leczenia w technice IMRT	114
Tab. 5.1.5. Różnica wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną detektorami MOSFET dla planu leczenia nowotworu obszaru klatki piersiowej, w którym zastosowano technice IMRT.....	116
Tab. 5.2.1. Parametry statystyczne dla rozkładu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką fotonów o napięciu przyspieszającym 6 i 15 MV.	118
Tab. 5.2.2. Parametry statystyczne dla rozkładu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych na obszar: miednicy, jamy brzusznej, klatki piersiowej... ..	121
Tab. 5.2.3. Parametry statystyczne dla rozkładu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną u pacjentów napromienianych wiązką elektronów o energii 6 MeV, 9 MeV oraz 12 MeV.....	122
Tab. 5.3.1. Rozmieszczenie punktów pomiarowych na powierzchni ciała pacjenta.....	124

Tab. 5.3.2. Porównanie średnich wartości dawek wyliczonych i zmierzonych detektorami MOSFET dla wybranych punktów pomiarowych.....	125
Tab. 5.3.3. Parametry statystyczne dla rozkładu różnicy wskazań pomiędzy dawką zaplanowaną i zmierzoną dla punktów pomiarowych prezentowanych na rysunkach 5.3.1 – 5.3.5.....	129

